

В. И. РАДИОНОВ

— КНИГА I

# ЭЛЕКТРОНИКА

И

В. И. ГАПОНОВ

# ЭЛЕКТРОНИКА

ЧАСТЬ II

## ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

*Допущено Министерством  
высшего и среднего специального образования РСФСР  
в качестве учебного пособия  
для высших учебных заведений*

Электронная версия пособия  
подготовлена на кафедре электроники  
радиофизического факультета  
Национального исследовательского университета  
«Нижегородский государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
**[www.rf.unn.ru/eledep](http://www.rf.unn.ru/eledep)**



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА 1960

Гапонов Виктор Иванович.  
ЭЛЕКТРОНИКА, ЧАСТЬ II.  
Редактор В. Б. Брагинский.

Техн. редактор Н. Я. Мурашова.

Корректор А. С. Бакулова.

Сдано в набор 14/IV 1960 г. Подписано к печати 21/XI 1960 г. Бумага 60 × 92<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Физ.  
печ. л. 37,0. Условн. печ. л. 37,0. Уч.-изд. л. 38,87. Тираж 25 000 экз. Т-08996.  
Цена книги 12 р. 65 к. С 1/I 1961 г. цена 1 р. 27 к. Заказ № 1472

Государственное издательство физико-математической литературы.  
Москва, В-71. Ленинский проспект, 15.

Отпечатано с матриц во 2-й типографии Военного издательства  
Министерства обороны Союза ССР  
Ленинград, Д-65, Дворцовая пл., 10

*м. Делант*

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Глава 4. Электронно-лучевые, электроннографические и фотоэлектрические приборы</b> . . . . .	<b>5</b>
§ 31. Катодолюминесценция. Экраны электроннографических приборов . . . . .	6
§ 32. Просвечивающие электронные микроскопы и электрографы . . . . .	16
§ 33. Эмиссионные электронные микроскопы . . . . .	31
§ 34. Электровакуумные фотоэлементы и фотоэлектронные умножители . . . . .	44
§ 35. Электроннооптические преобразователи . . . . .	67
§ 36. Электронно-лучевые трубки для осциллографии и присма изображений. Электронные переключатели . . . . .	73
§ 37. Передающие телевизионные трубки. Запоминающие трубки (потенциалоскопы) . . . . .	93
§ 38. Спектроскопия электронных и ионных лучей . . . . .	115
<b>Глава 5. Электронные лампы</b> . . . . .	<b>126</b>
§ 39. Диод . . . . .	127
§ 40. Электростатическое поле и полный ток в триоде . . . . .	145
§ 41. Первичное токораспределение в триоде . . . . .	162
§ 42. Характеристики и параметры триодов. Применения триодов и примеры конструкций . . . . .	170
§ 43. Триод в динамическом режиме. Недостатки триодов . . . . .	188
§ 44. Лампы с экранирующей сеткой (тетроды и пентоды) . . . . .	197
§ 45. Электронные лампы с двумя управляющими сетками . . . . .	217
§ 46. Флуктуационные шумы электронных ламп и фотоэлектрических приборов . . . . .	235
§ 47. Внешнее оформление электронных ламп длинноволнового диапазона. Лампы для широкополосного усилителя. Некоторые специальные лампы . . . . .	251
<b>Глава 6. Сверхвысокочастотные электронные лампы</b> . . . . .	<b>262</b>
§ 48. Пролетные колебания в триодах с положительной сеткой и в магнетронах. Колебания в разрезном магнетроне с падающей характеристикой . . . . .	263
§ 49. Сверхвысокочастотные триоды и многосеточные лампы . . . . .	278
§ 50. Клистроны . . . . .	295
§ 51. Лампа с бегущей волной и лампа с обратной волной . . . . .	314
§ 52. Многорезонаторные магнетроны . . . . .	334
<b>Глава 7. Ионные приборы</b> . . . . .	<b>349</b>
§ 53. Ионизационные методы измерения и получения вакуума . . . . .	349
§ 54. Ионные вентили и газоразрядные стабилизаторы . . . . .	357
§ 55. Газоразрядные источники света . . . . .	384

§ 56. Ионизационные камеры и счетчики . . . . .	399
§ 57. Высокочастотные разряды. Разрядники антенных переключателей . . . . .	417
<b>Глава 8. Полупроводниковые электронные приборы . . . . .</b>	<b>431</b>
§ 58. Свойства контакта между металлом и полупроводником и между полупроводниками с электронной и дырочной проводимостью . . . . .	431
§ 59. Полупроводниковые выпрямители . . . . .	461
§ 60. Полупроводниковые сопротивления . . . . .	469
§ 61. Фотопроводимость и фотосопротивления. Вентильные фотоэлементы . . . . .	476
§ 62. Введение носителей тока в германий. Нитевидный полупроводниковый триод . . . . .	504
§ 63. Плоскостные полупроводниковые триоды . . . . .	520
§ 64. Полупроводниковые приборы с точечными контактами. Полупроводниковые триоды с поверхностными барьерами . . . . .	556
<b>Приложения</b>	
§ VI. Вычисление потенциала поля плоской решетки . . . . .	573
§ VII. Система обозначений электривакуумных и полупроводниковых приборов . . . . .	576
<b>Литература . . . . .</b>	<b>581</b>
<b>Предметный указатель . . . . .</b>	<b>588</b>

## ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫЕ, ЭЛЕКТРОННОГРАФИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ

. Большая часть настоящей главы посвящена электронно-лучевым и электроннографическим приборам. Электронно-лучевым (ионно-лучевым) прибором называется электровакуумный прибор, в котором электронный (ионный) поток имеет форму тонкого пучка лучей. Те из электронно-лучевых приборов, в которых с помощью электронных лучей получается видимое изображение на экране, покрытом люминофором или на фотопластинке, называются электроннографическими приборами [Л.А.16]. К этим классам приборов принадлежат осциллографические и телевизионные трубки, электронные микроскопы, электронные переключатели и т. п.

Наиболее существенной частью электронно-лучевых и электроннографических приборов является устройство, обеспечивающее движение электронов по траекториям, образующим тонкий пучок. Для расчета и конструкции этой части прибора пространственный заряд в пучке, действие которого сводится к расширению пучка, заметному только при больших плотностях тока (см. § 11), имеет небольшое значение. Поэтому основные свойства электронно-лучевых приборов можно изучать, не принимая во внимание действие пространственных зарядов. То же самое можно сказать и о приборах, основанных на использовании фотоэлектронной и вторичноэлектронной эмиссии, описание которых включено в настоящую главу (фотоэлементы, фотоэлектронные умножители, электроннооптические преобразователи).

Из сказанного выше, однако, не следует, что пространственный заряд не оказывает вовсе никакого воздействия на работу электронно-лучевых и фотоэлектрических приборов. Это влияние не определяет собой основных свойств прибора, но в некоторых отношениях оно вполне заметно. Например, вблизи катода электронного прожектора, служащего для формирования электронного пучка, влияние пространственного заряда очень существенно и не менее важно, чем в электронных лампах; это влияние заметно в некоторых режимах в газонаполненных фотоэлементах и т. д.

### § 31. Католюминесценция. Экраны электроннографических приборов

1. **Природа католюминесценции.** Рассмотрим некоторые явления, возникающие при попадании потока первичных электронов на поверхность неметаллического кристалла и часто сопровождающие вторичноэлектронную эмиссию. Далеко не все вторичные электроны, появившиеся под действием электронной бомбардировки внутри кристалла, оказываются эмиттированными. Проследим судьбу вторичных электронов, оставшихся в кристалле, решетка которого имеет различные дефекты и связанные с ними акцепторные и донорные уровни.

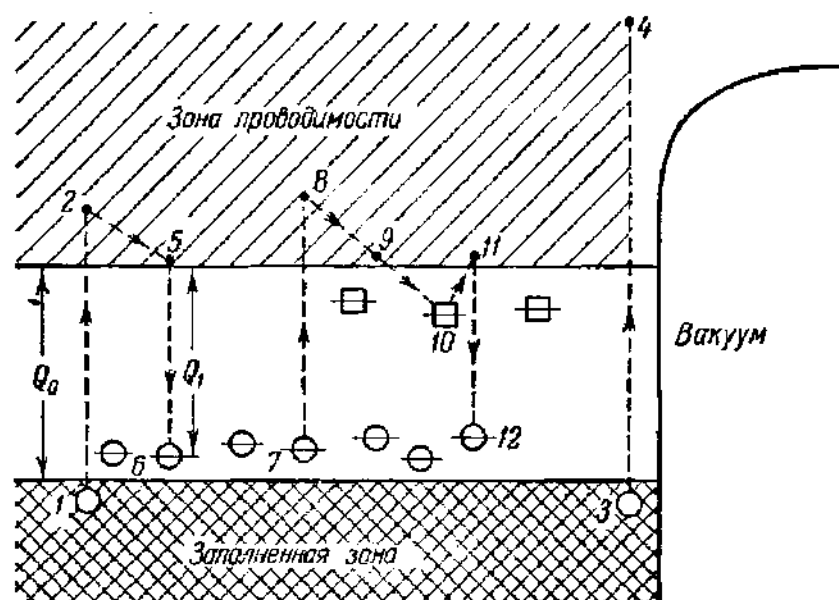


Рис. 243. Зонная схема возникновения католюминесценции.

Первичные электроны ионизируют атомы решетки. Это значит, что некоторые электроны переходят из заполненной зоны в зону проводимости. Так как первичные электроны обладают значительной энергией, то вторичные электроны большей частью получают энергию, более чем достаточную для перехода в зону проводимости, и вначале оказываются на уровнях, лежащих много выше нижнего края этой зоны (переходы 1—2, 3—4 на рис. 243). С уровня 4 электрон, очевидно, может быть эмиттирован. Кроме того, появление добавочных электронов в зоне проводимости будет менять проводимость кристалла (явление «возбужденной проводимости»). В плохо проводящем кристалле нижние уровни зоны проводимости большей частью свободны и в результате теплового обмена энергией переброшенные электроны будут быстро (в течение примерно  $10^{-9}$  сек по теоретическим расчетам) опускаться к нижнему краю зоны (переход 2—5). У электрона в положении 5 имеются две возможности для рекомби-

нации с дыркой: во-первых, возможен переход прямо в заполненную зону с испусканием кванта  $h\nu_0 = Q_0$  и, во-вторых, переход на один из акцепторных уровней с испусканием кванта  $h\nu_1 = Q_1$  (переход  $b - b$ ), причем  $Q_1 < Q_0$ . Теоретический расчет дает, что первая возможность маловероятна и в действительности имеют место переходы на локальные примесные уровни. Локальные уровни в реальном кристалле не вполне одинаковы в соответствии с несколько различными условиями, существующими в различных дефектных местах решетки. Поэтому излучение, возникающее при бомбардировке кристалла потоком электронов, занимает целую полосу спектра. Это явление носит название катодолюминесценции. На нем основано действие экранов телевизионных трубок, электроннооптических преобразователей и других приборов. Вещества, дающие свечение катодолюминесценции в видимой части спектра, называются катодолюминофорами.

В электроннографических приборах экраны работают в очень различных условиях. В осциллографических и телевизионных трубках экран возбуждается лучом с высокой плотностью тока (до нескольких ампер на квадратный сантиметр в проекционных кинескопах), пробегаящим с большой скоростью по поверхности экрана. В приборах, работающих с неподвижными лучами, например в электроннооптических преобразователях, плотность тока порядка сотых долей микроампера, но время возбуждения очень велико. Напряжение пучка электронов в различных случаях колеблется от сотен вольт до десятков киловольт. Таким образом, время возбуждения, скорость электронов и мощность электронного пучка меняются в очень широких пределах.

Из описанного выше механизма катодолюминесценции следует, что в зависимости от энергии первичных электронов будут меняться яркость и кпд катодолюминесценции, т. е. доля энергии первичных электронов, переходящая в энергию свечения, но не ее спектр (кпд для большинства технических люминофоров составляет 4—6%). Спектр катодолюминесценции — неизменная характеристика вещества. Более того, если электроны переброшены в зону проводимости не электронной бомбардировкой, а каким-либо иным способом, например действием света, то спектр получающейся таким путем фотолюминесценции будет тождествен или, по крайней мере, очень близок к спектру катодолюминесценции [Л. 4.1, т. I, § 26], и можно говорить о независимости спектра люминесценции от способа его возбуждения.

Это правило, однако, соблюдается только для однородных люминофоров с одним видом излучающих центров люминесценции. Спектр экрана, состоящего из механической смеси нескольких люминофоров, для которых кпд люминесценции различным образом меняется в зависимости от возбуждения, будет также зависеть от способа возбуждения, например будет меняться при изменении скорости первичных электронов. Из теории катодолюминесценции следует, что она возникает и исчезает не мгновенно. После начала возбуждения в течение



некоторого времени разгорания достигаются установившееся состояние и полная яркость, а после прекращения возбуждения свечение исчезает в течение некоторого времени затухания или послесвечения. Время послесвечения является одним из важнейших параметров люминофора.

Процесс  $1-2-5-6$  (рис. 243), завершающийся излучением, протекает весьма быстро. Между тем опыт показывает, что в некоторых кристаллах катодолюминесценция наблюдается в течение нескольких секунд и даже минут после прекращения бомбардировки первичными электронами. Катодолюминесценция с длительным послесвечением не укладывается в только что изложенную теоретическую схему.

Предположим, что существуют локальные дефекты, способные захватывать электроны из зоны проводимости и задерживать их длительное время. Такие дефекты можно назвать электронными «ловушками» и соответствующие им уровни — уровнями прилипания. С уровнем прилипания электроны освобождаются тепловым движением и попадают вновь в зону проводимости, откуда и совершают переход с излучением. Весь процесс на рис. 243 изображен переходами  $7-8-9-10-11-12$ . Появление наряду с простыми переходами типа  $1-2-5-6$  переходов с заходом в ловушку  $10$  объясняет явление послесвечения. Надо сказать, что природа уровней прилипания не во всех случаях выяснена, но описанное здесь явление послесвечения не единственное указание в пользу их существования. С фактами, говорящими в пользу существования «ловушек», приходится встречаться при изучении фотосопротивлений и полупроводниковых триодов.

Выше была рассмотрена катодолюминесценция, возникающая в определенных местах решетки — ее дефектах, служащих центрами люминесценции. Люминофоры такого класса называются кристаллолюминофорами, и к ним принадлежат вещества, применяемые в экранах электронно-лучевых трубок.

Природа дефектов, служащих центрами свечения в технических люминофорах, может быть различной. В некоторых люминофорах ими могут быть избыточные атомы одной из компонент основной решетки кристалла, получающиеся при термической обработке. Примером таких люминофоров являются ZnO и сульфиды ZnS, CdS. Но гораздо чаще встречаются и имеют большое значение для технических экранов люминофоры, требующие для работы внесения посторонних примесей атомов. Люминофор в этом случае называют активированным, а примесный элемент (чаще всего металл) — активатором. Упомянутые выше сульфиды также могут быть активированы примесными металлами. От рода примеси зависит спектр люминесценции, и ее концентрация при наибольшей яркости подбирается эмпирически. Наиболее действенными и часто применяемыми активаторами являются Cu, Mn, Ag и Zn.

Процесс возбуждения люминесценции иногда значительно отличается от описанного выше. Так, возможна люминесценция без изменения проводимости кристалла — такие примеры известны в случае фотолюминесценции. Существуют также люминофоры, свечение которых не исходит из распределенных по решетке центров. Люминесцентные свойства таких веществ присущи всем элементам решетки кристаллов, химически чистые образцы которых дают свечение.

**2. Яркость люминесценции.** Технические люминофоры почти всегда предназначаются для работы в видимом спектре. Поэтому важной характеристикой катодолюминесценции служит ее яркость. Энергия катодолюминесценции должна возрастать вместе с энергией потока возбуждающих электронов, и так как ее спектр при этом не меняется, то можно ожидать, что яркость видимого излучения также будет возрастать. Опыт показывает в соответствии с только что сказанным, что яркость катодолюминесценции можно найти по формуле

$$B = Aj(U_s - U_{s0})^m, \quad (31.1a)$$

где  $j$  — плотность электронного тока,  $U_s$  — потенциал экрана и  $A$ ,  $m$  и  $U_{s0}$  — постоянные, характеризующие вещество. Постоянная  $m$  для разных люминофоров лежит в пределах примерно от 1,3 до 2,8, но определение ее, так же как и определение  $A$  и  $U_{s0}$ , встречает большие экспериментальные трудности и, кроме того,  $A$ ,  $m$  и  $U_{s0}$  сильно зависят от способа изготовления экрана. Поэтому численные данные, встречающиеся у разных авторов, расходятся, и в частности, в ранних исследованиях принимали часто  $m = 1$ . Формула (31.1) при этом принимает вид

$$B = Aj(U_s - U_{s0}). \quad (31.2a)$$

Согласно (31.2)  $B$  линейно зависит от энергии возбуждающих электронов. Формулой (31.2) пользуются и в настоящее время, если нет необходимости в большой точности.

Постоянная  $U_{s0}$  называется мертвым потенциалом; она дает наименьшую энергию электрона  $eU_{s0}$ , при которой возможно возбуждение катодолюминесценции. Для технических экранов  $U_{s0}$  лежит в пределах от нескольких десятков до 300 в. Но, как известно, ширина зоны запрещенных уровней  $Q_0$  не превосходит нескольких электронвольт и такая большая величина минимальной энергии представляется непонятной.

Это противоречие объясняется тем, что на поверхности каждого экрана имеется неактивный слой, в котором нарушено нормальное строение люминофора, и электрону, чтобы проникнуть к области, где расположены излучающие центры, нужно «пробить» неактивный слой. Отсюда следует, что  $U_{s0}$  можно уменьшить, подбирая соответствующий способ изготовления экрана, и действительно, в таких экранах  $U_{s0}$  снижается до 10 — 15 в, т. е. в этом случае  $eU_{s0}$  понижается

до величины порядка  $Q_0$ . Таким образом, не приходится сомневаться, что мертвый потенциал  $U_{90}$  — свойство поверхностного слоя люминофора.

На практике нередки случаи, когда  $U_{90} \ll U_s$ ; тогда с достаточной точностью

$$B = Aj U_s^m. \tag{31.3}$$

**3. Вторичная эмиссия люминофоров и потенциал экрана.** Из физического смысла формул (31.1а) и (31.2а) следует, что в них должен входить потенциал экрана  $U_s$ , так как именно эта величина определяет энергию электронов в момент попадания на экран. Между тем эти формулы часто пишут в виде

$$B = Aj (U_a - U_{90})^m, \tag{31.16}$$

$$B = Aj (U_a - U_{90}), \tag{31.26}$$

где  $U_a$  — напряжение на ускоряющем электроде.

В частности, формула (31.26) (формула Ленарда) в течение многих лет использовалась в литературе по катодолюминесценции. Противоречие отпадает, если  $U_s \approx U_a$ ,

и действительно, на практике часто встречаются режимы, где это приближенное равенство выполняется. Нужно, следовательно, рассмотреть, как зависит  $U_s$  от потенциала ускоряющего электрода  $U_a$ .

Для ответа на этот вопрос надо сначала установить, как стекают с экрана попадающие на него заряды. Заряды не могут с достаточной скоростью стекать ни по стеклу, ни по люминофору вследствие их плохой проводимости (для технических люминофоров  $\rho = 10^{12} - 10^{14}$  о.к.см). Ионы остаточного газа даже в трубках с газовой фокусировкой также могут перенести только ничтожно малый заряд. Заряд с экрана, следовательно, уносится вторичными электронами, и в установившемся режиме количество уходящих с экрана

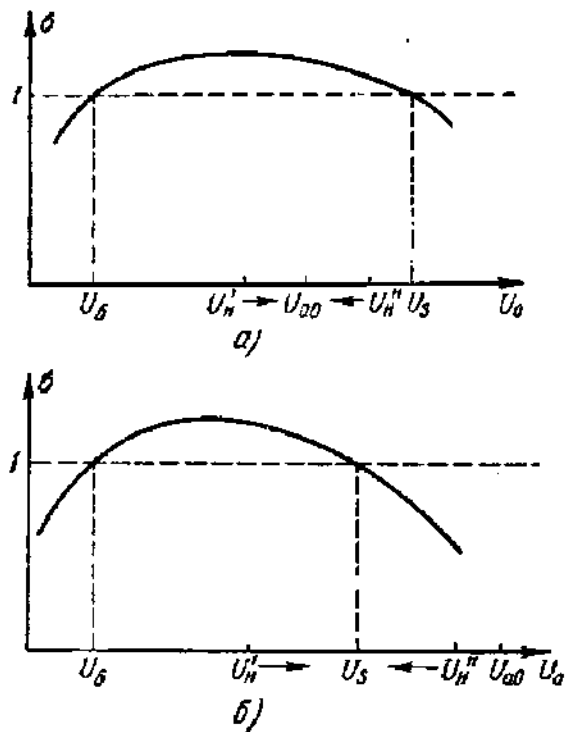


Рис. 244. Установление потенциала экрана.

а — случай  $U_a < U_s$ ; б — случай  $U_a > U_s$ .

вторичных электронов равно количеству попадающих на него первичных.

Кривая зависимости коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$  люминофора от ускоряющего потенциала первичных электронов  $U_a$  имеет вид, обычный для этих кривых (рис. 244; ср. с рис. 174). Коэффициент вторичной эмиссии  $\sigma > 1$  в интервале от  $U_a = U_6$  до  $U_a = U_s$ .

Для технических люминофоров  $U_6 = 120 - 140$  в, а  $U_s$  измеряется тысячами вольт. Установившийся потенциал экрана  $U_3$  может зависеть от ускоряющего потенциала  $U_a$  и от потенциала экрана до попадания на него электронов (начального потенциала  $U_n$ ).

Расположение электродов электронного прожектора и экрана показано на рис. 245.

Пусть  $U_n < U_6$ , а  $U_a$  имеет какое угодно значение. При этих условиях  $\sigma < 1$  и потенциал экрана падает до тех пор, пока не прекратится электронная бомбардировка, т. е. до тех пор, пока  $U_3$  не сравняется с потенциалом катода. В этом состоянии все первичные электроны отражаются, т. е. формально  $\sigma = 1$ , и установившееся значение  $U_3$  равно нулю (если пренебречь скоростями вылета электронов из катода).

Пусть теперь  $U_6 < U_a = U_{a0} < U_s$  и  $U_6 < U_n < U_s$  (рис. 244, а). Возможны два случая:  $U_n = U_n' < U_{a0}$  и  $U_n = U_n'' > U_{a0}$ . В обоих случаях  $\sigma > 1$ , но в первом случае поле между экраном, действующее на вторичные электроны, уводит их на анод и потенциал экрана растет. Во втором случае поле возвращает вторичные электроны на экран, потенциал которого падает. Очевидно, равновесие было бы достигнуто при  $U_3 = U_a$ , если бы начальная скорость вторичных электронов равнялась нулю. В действительности начальная энергия вторичных электронов в среднем составляет 10—20 эв и равновесие наступает при  $U_3$  несколько большем, чем  $U_a$ . Кроме того, наш вывод справедлив, если можно пренебречь полем пространственных зарядов. Для экранов обе поправки незначительны и можно считать (если  $U_6 < U_a < U_s$ ), что  $U_3 \approx U_a$ . Этим объясняется кажущееся противоречие между формулами (31.1а) и (31.1б)\*. В состоянии равновесия число вторичных электронов, уходящих на анод, в точности равно числу первичных электронов (не считая рассеянных первичных электронов, попавших прямо на анод), так что ток пучка можно измерить, включая прибор в цепь анода.

Таким образом, потенциал экрана следует за ускоряющим потенциалом  $U_a$ , с изменением которого меняется яркость. Однако  $U_3$  следует за  $U_a$  только до известного предела.

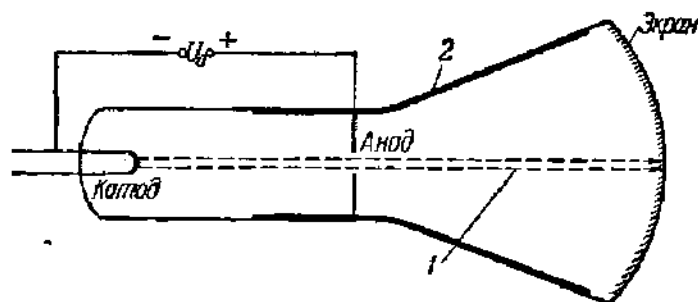


Рис. 245. Упрощенная схема электронно-лучевой трубки.

1 — первичные электроны; 2 — подключенное к аноду проводящее покрытие.

\* Заметим, что сказанное здесь применимо к потенциалу изолированного металлического электрода, например к потенциалу изолированного анода триода, с той только разницей, что здесь возможна большая поправка на пространственный заряд.

В самом деле, пусть  $U_a = U_{a0} > U_s$  и  $U_n > U_b$  (рис. 244). Если при этом  $U_n = U_n' < U_s$ , то поле между экраном и анодом ускоряет вторичные электроны, и так как  $\sigma > 1$ , то потенциал экрана растет, приближаясь к  $U_s$ . Если же  $U_n = U_n'' > U_s$ , то независимо от того, как направлено поле вблизи экрана, потенциал его падает, так как  $\sigma < 1$  и  $U_s$  опять-таки приближается к  $U_s$ . Отсюда следует, что  $U_s$  — наибольший потенциал, которого может достичь экран; его называют предельным потенциалом. Значения  $U_s$  даны в табл. 1. Рабочее ускоряющее напряжение обычно лежит между  $U_b$  и  $U_s$ , и в этом же интервале находится, значит, потенциал экрана  $U_n$ . Остается объяснить, почему в электронно-лучевой трубке начальный потенциал экрана  $U_n$  всегда оказывается больше, чем  $U_b$ , и пятно на экране автоматически вспыхивает сразу же после подачи напряжения на проектор.

После подачи напряжения до потенциала, большего  $U_n$ , сначала заряжается стекло баллона непосредственно у места впая вводов электродов. Электроны полем направляются на места, заряженные до высокого потенциала, что вызывает новое повышение потенциала, так как здесь  $\sigma > 1$ . Так как стекло не является идеальным изолятором, то с мест, заряженных до высокого потенциала, положительные заряды будут стекать на соседние участки: можно сказать, что по стеклу, а затем и по экрану начнет распространяться зарядная волна, повышающая от участка к участку потенциал всей поверхности трубки. На места с повышенным потенциалом попадают электроны, вызывающие люминесценцию стекла и экрана. Этим воспользовались С. И. Катаев и Н. А. Баршай для того, чтобы наблюдать распространение зарядной волны. После того как распространение зарядной волны закончено, вся поверхность трубки оказывается заряженной до одинакового потенциала и электронные лучи делаются прямолинейными, образуя пятно в центре экрана. В нормальных условиях весь описанный процесс протекает настолько быстро, что пятно на экране вспыхивает почти мгновенно [Л. 4.3, гл. 3].

**4. Технические катодолуминофоры.** В технике к катодолуминофорам могут предъявляться весьма разнообразные требования. Приведем несколько примеров. Экран приемной телевизионной трубки должен иметь послесвечение достаточно короткое, чтобы к началу передачи кадра исчезало полностью свечение, возбужденное предшествовавшим кадром. Но, с другой стороны, очень малое время послесвечения способствует появлению мелькания изображения и должно быть найдено компромиссное решение. В радиолокационных индикаторах кругового обзора (при не очень большой скорости вращения антенны) желательно иметь длительное послесвечение, а в осциллографах, смотря по их назначению, могут потребоваться как экраны с длительным, так и с коротким послесвечением.

Цветность, точнее, спектр, свечения выбирается в зависимости от того, будет ли изображение на экране фотографироваться или наблю-

даться визуально. В первом случае выгодно свечение с преобладанием сине-фиолетовых лучей, во втором — желто-зеленых. Для черно-белой телевизионной передачи нужно белое свечение, которое можно получить, изготавливая экран из механической смеси люминофоров, излучающих дополнительные цвета и имеющих одинаковое по возможности время послесвечения. Для экранов большой яркости полезно иметь высокое значение предельного потенциала  $U_s$ .

К числу свойств, наличие которых всегда желательно и часто необходимо для всех люминофоров, следует отнести большую светотдачу (или КПД), стойкость по отношению к перегреву, загрязнению и электронной и ионной бомбардировке и хорошие вакуумтехнические качества (легкое обезгаживание, низкое давление паров).

В настоящее время известно большое число катодолюминофоров, применение которых позволяет изготавливать экраны с удовлетворительными техническими свойствами для самых различных электрографических приборов.

Сводка основных параметров некоторых употребительных катодолюминофоров приведена в табл. 1 (несколько дополненная таблица

Таблица 1

Свойства употребительных люминофоров

№ пп.	Химический состав	Цвет	Эффективность (отдача) [са/вт]	Время послесвечения [сек]	Предельный потенциал $U_s$ [кв]
1	Сульфид цинка $ZnS[Ag]$	Синий	0,9 — 1,2	$2 \cdot 10^{-3}$	8,5 — 12
2	Сульфид цинка $ZnS[Cu]$	Зеленый	5,0 — 1,7	$4 \cdot 10^{-3}$	
3	Цинк-кадмий сульфид $(ZnS : CdS) [Ag]$	Желтый при содержании компонент 50%/50%	5,0 — 6,5	$2 \cdot 10^{-6}$	7 — 12
4	Цинк-сульфид-селенид $(ZnS : ZnSe) [Ag]$	Желтый	5,0 — 8,0	$10^{-3}$	16 — 25
5	Белый сульфидный $ZnS[Ag]; (ZnS : CdS) [Ag]$	Белый	5,0 — 5,5	—	—
6	Белый сульфид-селенид цинка $ZnS[Ag]; (ZnS : ZnSe) [Ag]$	»	4,5 — 6,0	—	—
7	Виллемит (ортосиликат цинка) $Zn_2SiO_4[Mn]$	Зеленый	1,8 — 2,1	$10^{-3}$	6,5 — 10
8	Вольфрамат кальция $CaWO_4$	Синий	0,14—0,18	$10^{-6}$	4,5 — 5

из [Л. 4.5, гл. 5], составленная по данным А. В. Москвина). Во втором столбце таблицы указан химический состав люминофора, причем сначала указывается соединение, образующее основную решетку, и затем в квадратных скобках указан металл-активатор. Соединения, образующие твердый раствор, заключены в круглые скобки. Люминофоры, входящие в виде механических смесей, отделены точкой с запятой. Эффективность (отдача) и время послесвечения (пятый и шестой столбцы) зависят от влияния многих факторов, и поэтому их значения, приведенные в таблице, следует рассматривать как ориентировочные.

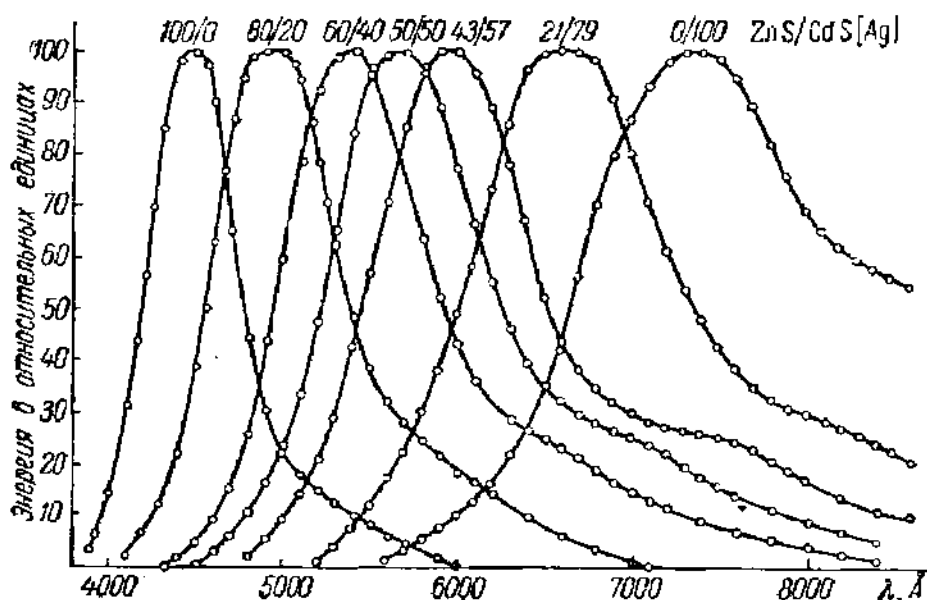


Рис. 246. Спектры люминофора  $ZnS: CdS [Ag]$  при различном содержании компонент.

В первых трех строках таблицы приведены данные, характеризующие весьма распространенные сульфидные люминофоры, дающие свечение большой яркости. Третья строка относится к люминофору, основная решетка которого образована твердым раствором  $ZnS$  и  $CdS$ . Спектр люминесценции этого люминофора сильно зависит от содержания обеих компонент (рис. 246). Как видно из рисунка, максимум излучения можно сдвинуть в любое место видимой части спектра. Влияет на спектр и концентрация активатора, но значительно слабее. Подбором состава можно изменять время послесвечения сульфидных люминофоров от микросекунды до нескольких минут. Цинк-сульфид-селенид (четвертая строка) интересен высоким значением предельного потенциала  $U_s$ . В пятой и шестой строках указаны механические смеси люминофоров, дающие белое свечение, а в седьмой и восьмой строках стоят данные, характеризующие представителей силикатных (виллемит) люминофоров и вольфраматов. Эти люминофоры отличаются высокой стойкостью.

Несколько слов об экранах. Экран состоит из ровного, тонкого слоя измельченного люминофора, закрепленного на стекле баллона с помощью вещества, обладающего хорошими связующими свойствами и не затрудняющего откачку прибора. Технология изготовления люминофоров, их нанесение на экран, обработка экрана и последующий контроль качества довольно сложны и описываются в специальной литературе [Л. 4.1, т. II].

В радиолокационных трубках, где требуется длительное послесвечение, часто применяются толстослойные, так называемые каскадные экраны. Электроны возбуждают поверхностный слой люминофора, излучение которого в свою очередь возбуждает более глубоко лежащие, ближайšie к стеклу колбы слои.

Время послесвечения каскадных экранов измеряется секундами [Л. 4.4, т. II, гл. 18].

Многими преимуществами обладают металлизированные экраны, в которых слой люминофора со стороны вакуума покрыт тонкой алюминиевой пленкой. Полностью устраняется ионное пятно (о его природе см. § 36), так как ионы не проходят сквозь слой алюминия, проницаемый для электронов. Металлическая пленка отражает свет люминесценции и увеличивает эффективность экрана, несмотря на то, что часть электронов теряется в металлической пленке. Наконец, наличие металлической пленки позволяет подать прямо на экран какое угодно напряжение, превышающее предельный потенциал  $U_s$  люминофора. Поэтому в трубках, где требуется большая яркость, например в проекционных телевизионных трубках, металлизированные экраны дают лучшие результаты.

Упомянем еще об экранах с темновой записью. Обычно для таких экранов применяется хлористый калий, типичный ионный кристалл, очень прозрачный во всей видимой части спектра. В решетке хлористого калия могут существовать вакантные места в узлах, нормально занятых атомами калия и атомами хлора. Опыт показывает, что локализованные в вакантном узле решетки хлора электроны становятся центрами поглощения света. При бомбардировке слоя KCl электронами происходит выбрасывание электронов из заполненной полосы, причем часть их оказывается локализованной в вакантных узлах решетки хлора, образуя центры поглощения. В местах попадания первичных электронов экран начинает сильно поглощать свет и в отраженном свете будет темным. Центры поглощения в экране из хлористого калия оказываются чрезвычайно устойчивыми, и темновая запись может оставаться на экране без изменения много часов и даже дней. Для ее удаления приходится нагревать или сильно освещать экран.

Обзор экспериментальных и теоретических работ по катодолюминесценции, а также изложение технологии катодолюминофоров и экранов даны в монографии А. В. Москвина [Л. 4.1]. О свойствах экранов см. также [Л. 4.4, т. 2].



## § 32. Просвечивающие электронные микроскопы и электронографы

Можно думать, что отправной точкой при разработке электронного микроскопа послужило открытие волновой природы электронов (1924—1927 гг.). Как известно, уже при легко достижимых на опыте скоростях электронов длина электронных волн много меньше длин волн не только видимого, но и ультрафиолетового света (§ 1). Разрешающая сила микроскопа при уменьшении длины волны возрастает; об этом следствии волновой оптики ниже будет сказано подробнее. С помощью электронного микроскопа можно было, следовательно, надеяться уменьшить величину наименьшего доступного наблюдения объекта на несколько порядков по сравнению со световыми микроскопами. Поэтому разработке электронного микроскопа, начиная со времени появления первых, еще очень несовершенных его образцов, посвящалось много усилий, несмотря на то, что получение и наблюдение изображения в электронных лучах гораздо менее удобны, чем в лучах световых, из-за необходимости помещения объекта в вакуум и применения флуоресцирующих экранов или фотопластинок для регистрации изображения, непосредственно недоступного глазу.

**1. Световой микроскоп.** Напомним коротко свойства светового микроскопа. На рис. 247, А представлен ход лучей в проекционном микроскопе, который дает изображение объекта на экране с помощью проекционной линзы, заменяющей окуляр, применяемый для визуальных наблюдений. Ход лучей определяется законами геометрической оптики, на основании которых легко показать, что общее увеличение микроскопа  $M$  равно произведению увеличений объектива  $M_{об}$  и проекционной линзы  $M_{пр.л.}$ , т. е.

$$M = M_{об} M_{пр.л.} \quad (32.1)$$

Для получения большого увеличения линзы микроскопа должны быть по возможности короткофокусными. Фокусное расстояние объектива может достигать десятых долей миллиметра.

Геометрическая оптика, давая правильную оценку увеличению микроскопа, не может, однако, ничего сказать о его наиболее важном параметре — наименьшем разрешаемом расстоянии. Чтобы найти разрешаемое расстояние, нужно рассмотреть образование изображения с точки зрения волновой теории [Л.А.1, т. II, гл. 18; Л.А, т. III, гл. 28].

Дифракционная теория микроскопа приводит к такому результату: если объектом служат два некогерентных точечных источника света, то они могут восприниматься наблюдателем на изображении как два отдельных источника, если расстояние между ними не меньше, чем

$$\delta_{дифр} = \frac{0,61\lambda}{n \sin u}, \quad (32.2)$$

где  $n$  — показатель преломления среды, в которой находится объект, и  $u$  — апертурный угол объектива;  $n \sin u$  называют апертурным чис-

лом объектива. При расстоянии между источниками, равном  $\delta_{\text{дифр}}$ , дифракционные кружки расположены так, что центр одного из них приходится на первый минимум (первое темное кольцо) второго. Распределение яркости при этом таково, что уменьшение яркости в середине, достигающее 20%, вполне отчетливо воспринимается глазом. Это так называемый критерий Рэля.

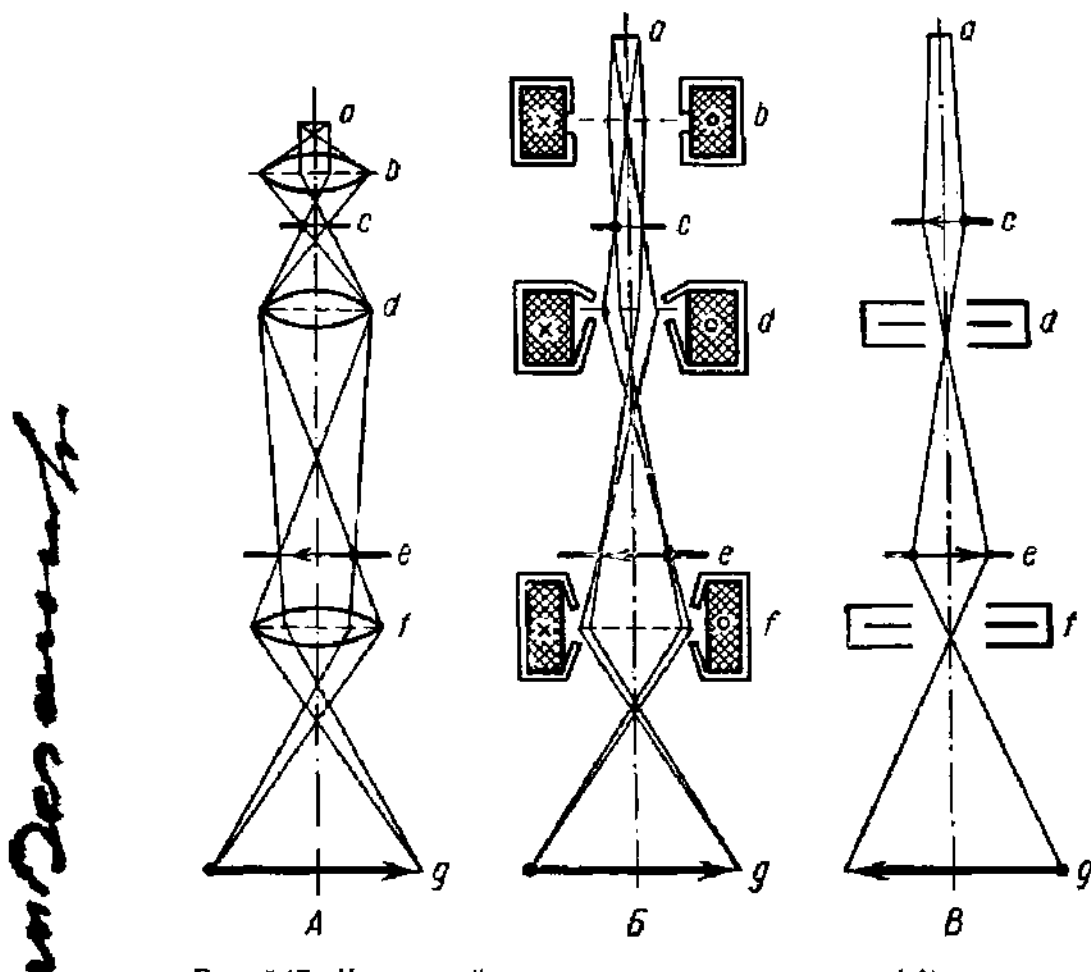


Рис. 247. Ход лучей в световом проекционном (А), электронном магнитном (Б) и электронном электростатическом (В) микроскопах.

*a* — источник (света или электронов); *b* — конденсорная линза; *c* — объект; *d* — объектив; *e* — промежуточное изображение; *f* — проекционная линза; *g* — экран с окончательным изображением.

Величиной  $\delta_{\text{дифр}}$  определяется размер деталей, которые можно обнаружить на промежуточном изображении. В дальнейшем промежуточное изображение можно как угодно увеличить с помощью проекционной линзы или фотографирования. Этим можно создать более удобные условия для рассматривания изображения, но никаких новых деталей объекта, не воспроизведенных в промежуточном изображении, этим путем, конечно, получить нельзя. Наименьшее разрешаемое расстояние зависит исключительно от длины волны и апертурного числа объектива.

2 В. И. Гаусов, ч. II.



Заметим, что наименьшее разрешаемое расстояние для когерентных источников света дается выражением

$$\delta_{\text{дифр}} = \frac{\lambda}{n \sin u}, \quad (32.3)$$

т. е. по порядку оно не отличается от  $\delta_{\text{дифр}}$ , вычисленного по (32.2).

В хороших современных микроскопах апертурное число достигает 1,6, так что граница разрешения примерно равна  $\lambda/3$  и составляет около 2000 Å для белого света и 800 Å для наиболее коротковолнового ультрафиолетового излучения, которое еще можно использовать в микроскопе, фотографируя изображение.

При выборе увеличения приходится руководствоваться различными соображениями; например, имеет значение размер зерна фотопластинок. Если считать, что окончательное изображение рассматривается невооруженным глазом, то следует исходить из того, что для глаза разрешаемое расстояние составляет в среднем 0,1 мм. Значит, если наименьшая деталь, воспроизведенная объективом в промежуточном изображении и имеющая размеры порядка  $\delta_{\text{дифр}}$ , будет в итоге всех последующих операций увеличена до 0,1 мм или лучше до 0,2 мм, то наблюдатель сможет без напряжения рассмотреть все детали изображения. Такое увеличение мы назовем полезным.

Пусть деталь объекта размера  $d$  увеличивается до размеров  $D$  на изображении. Тогда

$$D = Md. \quad (32.4)$$

Подставляя в (32.4)  $d = \delta_{\text{дифр}} = \frac{0,61\lambda}{n \sin u}$  и  $D = 0,2 \text{ мм}$ , получим, если  $\lambda$  выражать в миллиметрах:

$$M_{\text{полезн}} = \frac{0,2 n \sin u}{0,61\lambda} \approx \frac{n \sin u}{3\lambda}. \quad (32.5)$$

Для длины волны  $\lambda = 4000 \text{ Å} = 4,0 \cdot 10^{-4} \text{ мм}$ , лежащей вблизи края видимой части спектра, и  $n \sin u = 1,6$  получим:

$$M_{\text{полезн}} \approx 1300,$$

т. е. полезное увеличение хорошего микроскопа может достигать 1500—2000 раз. Аберрации могли бы снизить разрешающую силу и, следовательно, полезное увеличение, но в современных микроскопах они исправлены настолько хорошо, что теоретический предел почти достигается на практике.

Изображение в микроскопе при «работе на просвет» представляет собой теньевую картину, т. е. наиболее оптически плотные места объекта на изображении окажутся наиболее темными и поле зрения, не занятое объектом, получится светлым. Иногда предпочтительнее вести наблюдения таким образом, чтобы в объектив попадали только рассеянные лучи. Тогда поле зрения, не занятое объектом, будет пред-

ставляться темным фоном, на котором выделяются более светлые детали объекта. Такой способ наблюдения называется темнопольным.

В современном просвечивающем электронном микроскопе отдельные узлы соответствуют частям светового микроскопа. Это легко проследить, сравнивая рис. 247, А с рис. 247, Б и В, на которых показан ход лучей в электронных микроскопах с магнитными и электростатическими линзами.

Используя теорию светового микроскопа, можно установить те требования, которые следует предъявлять к линзам электронного микроскопа.

**2. Разрешающая способность электронного микроскопа.** Линзы электронного микроскопа должны быть короткофокусными и пригодными для работы с большими по возможности апертурными углами; так можно добиться большой разрешающей силы и большого полезного увеличения. Первому требованию линзы современных электронных микроскопов удовлетворяют довольно хорошо. Электростатические одиночные линзы (см. § 5) позволяют получить фокусное расстояние, равное  $1,5 \div 2$  м.м. Объективная линза распространенного у нас магнитного микроскопа ЭМ-3 имеет наименьшее фокусное расстояние 2 м.м., а проекционная линза того же микроскопа 1 м.м. Увеличение этих линз порядка 130 для объективной линзы и 200 для проекционной. Пучок электронов в современных просвечивающих микроскопах имеет обычно скорость, соответствующую ускоряющему напряжению 50—100 кв. Таким скоростям соответствуют длины электронных волн от 0,0536 до 0,0370 Å, так что если можно было бы использовать линзы с апертурными числами порядка единицы, близкими к апертурным числам, фактически достигаемым в световых микроскопах, то разрешаемое расстояние (формула (26.2)) составляло бы сотые доли ангстрема ( $\sim 10^{-10}$  см). Однако, электронные линзы еще очень несовершенны по сравнению с оптическими. Сферическая aberrация даже в лучших линзах настолько велика, что приходится применять апертурные углы порядка  $10^{-3}$  радиана, и теоретическое разрешаемое расстояние не может быть меньше нескольких ангстрем. Фактически же разрешаемое расстояние для хорошего электронного микроскопа еще больше — порядка 20—50 Å. Разрешаемое расстояние светового микроскопа равно примерно  $\frac{1}{3}$  длины волны, а для электронного микроскопа оно пока превышает 100 длин волн; тем не менее электронный микроскоп позволил уменьшить наименьшую доступную наблюдению величину по сравнению со световым микроскопом еще на два порядка (от  $10^{-4}$  до  $10^{-6}$  м.м.).

Рассмотрим причины, снижающие разрешающую способность микроскопа. Aberrации косых пучков имеют в микроскопе мало значения, так как рассматриваемый участок изображения очень мал (диаметром  $5 \cdot 10^{-3} - 10^{-2}$  м.м.). Но с хроматической aberrацией, т. е. влиянием разброса скоростей, приходится считаться и принимать меры для ее уменьшения.

Причины разброса скоростей в пучке, проходящем через линзы, следующие: а) разброс начальных скоростей термоэлектронов; б) изменение скоростей электронов при прохождении через объект; в) влияние колебаний ускоряющего напряжения. Разброс скоростей термоэлектронов измеряется десятками долями вольта и не играет заметной роли. Чтобы оценить роль второго фактора, нужно разобрать механизм взаимодействия электронных лучей и объекта. Рис. 248 иллюстрирует механизм возникновения светлопольного изображения в просвечивающем электронном микроскопе.

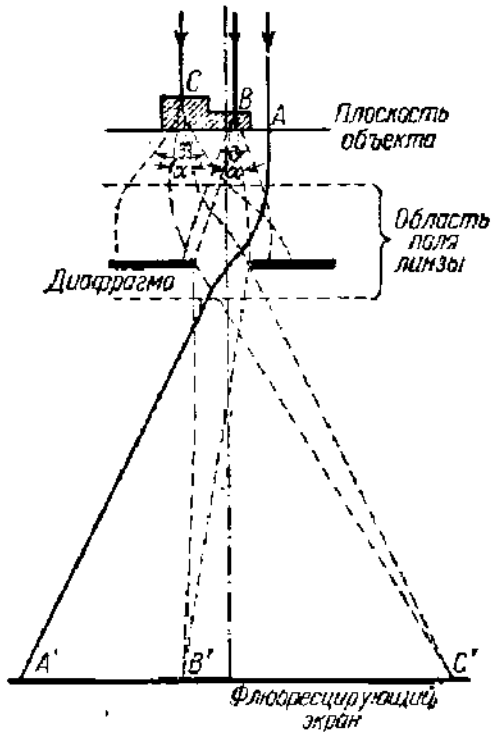


Рис. 248. Получение светлопольного изображения в электронном микроскопе.

Этот механизм взаимодействия с объектом, при котором скорости электронов только немного меняются, в корне отличается от механизма взаимодействия световых лучей с объектом в оптическом микроскопе. Электронные лучи обладают настолько большой энергией, что сколько-нибудь заметное поглощение их немедленно привело бы к разрушению объекта. Например, в микроскопе ЭМ-3 ток в пучке электронов составляет от 10 до 40  $\mu\text{ка}$  при напряжении 50  $\text{кв}$ , т. е. мощность пучка минимум 0,5  $\text{вт}$ . Если считать, что через объект с диаметром порядка  $10^{-2}$   $\text{мм}$  приходит только  $1/1000$  тока пучка, то на 1  $\text{см}^2$  объекта придется мощность около 600  $\text{вт}$ , в то время как даже наиболее устойчивый и тугоплавкий металл, применяемый для анодов радиоламп, неспособен рассеивать больше чем 9  $\text{вт}/\text{см}^2$ . Ясно, что в объекте допустима только самая ничтожная потеря скорости электронов. Но как ни мало относительно изменение скорости, оно вызывает заметную хроматическую аберрацию, которая может снизить разрешающую силу.

Изменение скорости в зависимости от толщины объекта и скорости электронов было исследовано экспериментально и оказалось,

Пучок электронных лучей, проходя через объект, рассеивается, причем на величину рассеяния влияют как плотность, так и толщина объекта. Более плотным и толстым местам объекта соответствует больший угол рассеяния; соответственно этому  $\beta' > \beta$ . Диафрагма объективной линзы пропускает в нее только электроны, рассеянные в пределах угла  $\alpha$ , так что большому углу рассеяния будет соответствовать меньшее число электронов в точке изображения и места с большим рассеянием будут на экране, следовательно, менее яркими.

Этот механизм взаимодействия с объектом, при котором скорости электронов только немного меняются, в корне отличается от механизма взаимодействия световых лучей с объектом в оптическом микроскопе. Электронные лучи обладают настолько большой энергией, что сколько-нибудь заметное поглощение их немедленно привело бы к разрушению объекта. Например, в микроскопе ЭМ-3 ток в пучке электронов составляет от 10 до 40  $\mu\text{ка}$  при напряжении 50  $\text{кв}$ , т. е. мощность пучка минимум 0,5  $\text{вт}$ . Если считать, что через объект с диаметром порядка  $10^{-2}$   $\text{мм}$  приходит только  $1/1000$  тока пучка, то на 1  $\text{см}^2$  объекта придется мощность около 600  $\text{вт}$ , в то время как даже наиболее устойчивый и тугоплавкий металл, применяемый для анодов радиоламп, неспособен рассеивать больше чем 9  $\text{вт}/\text{см}^2$ . Ясно, что в объекте допустима только самая ничтожная потеря скорости электронов. Но как ни мало относительно изменение скорости, оно вызывает заметную хроматическую аберрацию, которая может снизить разрешающую силу.

что разброс скоростей достигает  $0,01\%$  скорости электронов при толщине объекта  $10^{-5}$  мм для 50 кВ и  $5 \cdot 10^{-5}$  мм для 100 кВ (объектом служил алюминий). Эта цифра значительно больше разброса скоростей термоэлектронов.

Расчет показывает, что получающийся при таком разбросе скоростей абберационный кружок еще настолько мал, что разрешаемое расстояние, если нет других препятствий, может быть доведено до 20 Å.

Очевидно, что и питающее напряжение должно сохранять постоянство также с точностью до сотых долей процента, например для 100 кВ с точностью примерно до 10 в. Это очень жесткое требование, тем не менее современные средства стабилизации напряжений позволяют его выполнить.

Оценим теоретически возможную разрешающую способность микроскопа, считая, что хроматической абберацией можно пренебречь, так как объект достаточно тонок и питание микроскопа хорошо стабилизировано. Так как и абберации косых пучков малы, то для этого нужно найти сумму сферической абберации и дифракционной ошибки

$$\delta = \delta_{\text{дифр}} + \delta_{\text{сф}}$$

Как было показано выше (§ 7),  $\delta_{\text{сф}} = C_{\text{сф}} u^3$  и по формуле (32,2) для малых апертурных углов  $\delta_{\text{дифр}} \approx \frac{0,6\lambda}{u}$ . Следовательно,

$$\delta = \frac{0,6\lambda}{u} + C_{\text{сф}} u^3,$$

откуда легко получить

$$u_{\text{опт}} = \sqrt[4]{\frac{0,2\lambda}{C_{\text{сф}}}}, \quad \delta_{\text{мин}} \approx 1,2 \lambda \sqrt[4]{\frac{C_{\text{сф}}}{\lambda}}. \quad (32.6)$$

Выражая длину волны электрона через ускоряющее напряжение  $U_a$  (§ 1), формулу (32.6) можно привести к виду

$$\delta_{\text{мин}} \approx 750 (C_{\text{сф}})^{1/4} U_a^{-3/8}, \quad (32.7)$$

где  $\delta_{\text{мин}}$  выражено в ангстремах и  $U_a$  — в вольтах. Формула (32.7) показывает, что разрешаемое расстояние очень медленно уменьшается при увеличении напряжения. Для  $U_a = 100$  кВ и подходящего для реальных микроскопов значения  $C_{\text{сф}}$  формула (7.32) дает  $\delta_{\text{мин}} \approx 3$  Å, в то время как в действительности получается 20 — 50 Å и только при особо благоприятных условиях удавалось добиваться 10 Å. Этот большой разрыв между теоретическим и экспериментальным значениями  $\delta_{\text{мин}}$  объясняется погрешностями технического порядка: нарушениями аксиальной симметрии, влиянием посторонних полей и т. п., т. е. так называемыми абберациями первого порядка. Как видно, в определении разрешающей способности современных микроскопов решающую роль играют именно они.

**3. К истории изобретения и промышленного освоения электронного микроскопа. Магнитные электронные микроскопы отечественной разработки.** Чрезвычайная хрупкость объекта и необходимость помещения его в вакуум очень осложняют работу на электронном микроскопе. Приемы подготовки объекта, установка микроскопа и техника работы на нем составляют особые разделы электронной микроскопии, на которых мы здесь не можем останавливаться [Л. 4. 6; Л. 4. 7]. Мы ограничимся кратким описанием некоторых электронных микроскопов, обращая при этом главное внимание на их электроннооптическую систему. Остановимся сначала коротко на истории электронной микроскопии.

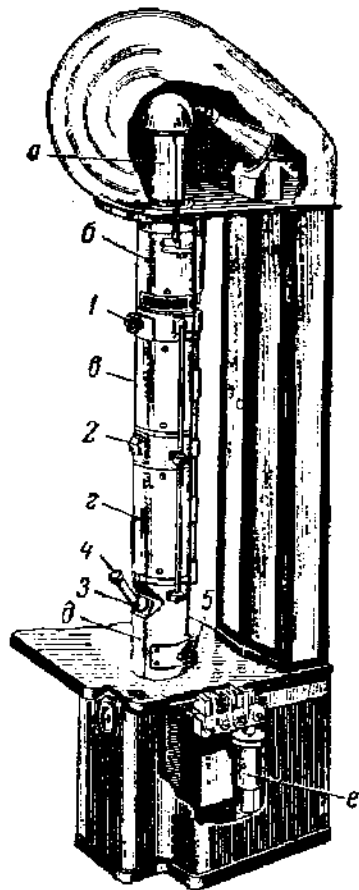


Рис. 249. Электронный микроскоп ЭМ-3.

*a* — пушка; *б* — конденсорная линза; *в* — объективная линза; *г* — проекционная линза; *д* — фотокамера; *е* — насос; *1* — люк для смены объекта; *2* — окошко наблюдения промежуточного изображения; *3* — окошко наблюдения конечного изображения; *4* — микроскоп для наблюдения конечного изображения; *5* — люк для смены фотопластинок.

После войны перед советской наукой встала задача преодоления отставания в области электронной микроскопии. Это означало, что нужно было разработать микроскопы различных типов и наладить их серийное производство. Начиная с 1946 г., был разработан ряд новых типов микроскопов и среди них приборы высшего класса (ЭМ-100 и УЭМ-100), малогабаритный и относительно дешевый микроскоп МЭМ-50, электростатический микроскоп ЭСМ-50, микроскопы для исследования катодов, приспособления для стереосъемок и съемок в отраженных лучах и т. д. Тем самым отставание в области электронной микроскопии было вполне преодолено. В работе по созданию отечественных электронных микроскопов принимала участие большая группа физиков и инженеров: акад. А. А. Лебедев, Ю. М. Кушнир, В. И. Милютин, Г. В. Снявак, Н. Г. Сушкин и др.

Электронный микроскоп — очень сложное устройство, включающее, кроме электроннооптической системы, различные механические приспособления для установки и смены объекта, юстировки, фотографирования и визуального наблюдения изображения. Сколько-нибудь детальное описание микроскопа даже какого-нибудь одного типа здесь невозможно. Поэтому ниже будут приведены только основные рабочие параметры микроскопов, и только наиболее у нас распространенный микроскоп ЭМ-3 будет описан несколько подробнее, с тем чтобы дать хотя бы некоторое представление о деталях конструкции электронных микроскопов. Образцов зарубежных микроскопов, отличающихся от отечественных в основном только с технической стороны, мы вовсе не будем касаться. Полное представление о современном состоянии

Первый магнитный электронный микроскоп просвечивающего типа был сконструирован в 1931 г. в Германии Кноллем и Руска, и к 1939—1940 гг. за рубежом появились промышленные образцы электронных микроскопов.

Начало работ по электронной микроскопии в СССР следует отнести к 1935—1936 гг. В 1939 г. в Государственном оптическом институте (ГОИ) под руководством акад. А. А. Лебедева была начата разработка магнитного микроскопа, и в 1941 г. был построен микроскоп с увеличением около 10 000. Работа была прервана войной на два года, и к 1945 г. был разработан магнитный электронный микроскоп, известный теперь (в улучшенном варианте) под маркой ЭМ-3.

После войны перед советской наукой встала задача преодоления отставания в области электронной микроскопии. Это означало, что нужно было разработать микроскопы различных типов и наладить их серийное производство. Начиная с 1946 г., был разработан ряд новых типов микроскопов и среди них приборы высшего класса (ЭМ-100 и УЭМ-100), малогабаритный и относительно дешевый микроскоп МЭМ-50, электростатический микроскоп ЭСМ-50, микроскопы для исследования катодов, приспособления для стереосъемок и съемок в отраженных лучах и т. д. Тем самым отставание в области электронной микроскопии было вполне преодолено. В работе по созданию отечественных электронных микроскопов принимала участие большая группа физиков и инженеров: акад. А. А. Лебедев, Ю. М. Кушнир, В. И. Милютин, Г. В. Снявак, Н. Г. Сушкин и др.

Электронный микроскоп — очень сложное устройство, включающее, кроме электроннооптической системы, различные механические приспособления для установки и смены объекта, юстировки, фотографирования и визуального наблюдения изображения. Сколько-нибудь детальное описание микроскопа даже какого-нибудь одного типа здесь невозможно. Поэтому ниже будут приведены только основные рабочие параметры микроскопов, и только наиболее у нас распространенный микроскоп ЭМ-3 будет описан несколько подробнее, с тем чтобы дать хотя бы некоторое представление о деталях конструкции электронных микроскопов. Образцов зарубежных микроскопов, отличающихся от отечественных в основном только с технической стороны, мы вовсе не будем касаться. Полное представление о современном состоянии

электронной микроскопии можно получить из книги «Электронная микроскопия» [Л. 4.7].

Общий вид 50-киловольтного магнитного микроскопа ЭМ-3 ранней конструкции воспроизведен на рис. 249. Главной частью микроскопа является колонна, в которой размещены осветительная система, состоящая из электронной пушки и конденсорной линзы, столик объекта и объективная линза, проекционная линза и камера с приспособлением для визуального наблюдения изображения на экране и фотографирования. В нижней части расположены насосы; схема питания собрана в отдельном шкафу и на рисунке не показана. Длина колонны микроскопа около 100 см.

Отдельно на рис. 250 изображены конденсорная линза и объективная линза вместе со столиком объекта. Конденсорная линза, наиболее длиннофокусная из линз микроскопа, полюсных наконечников не имеет; полюсные

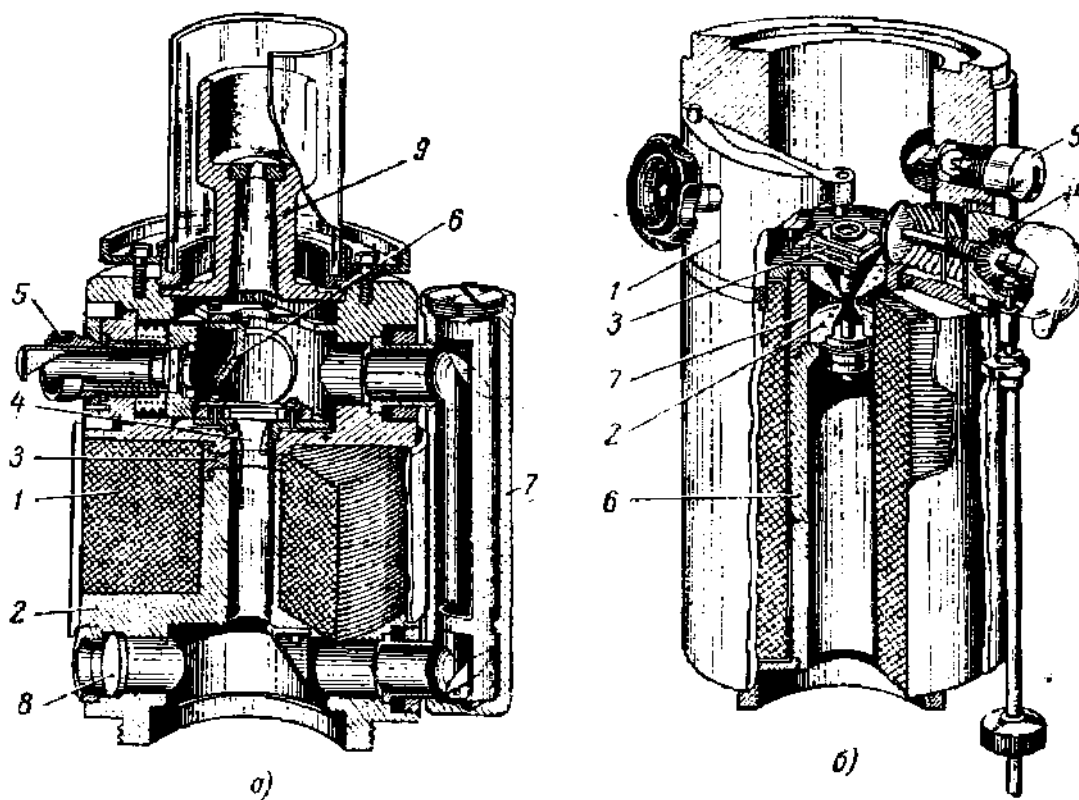


Рис. 250. Линзы микроскопа ЭМ-3.

*a* — конденсорная линза (1 — обмотка линзы, 2 — магнитопровод, 3 — зазор из немагнитного материала, 4 — диафрагма, 5 — ручка управления диафрагмой, 6 — зеркальце, 7 — вакуум-провод и перископическая система, 8 — окошко наблюдения промежуточного изображения, 9 — анод электронной пушки);

*б* — объективная линза и столик объекта (1 — люк смены объекта, 2 — полюсные наконечники, 3 — столик объекта, 4 — механизм передвижения объекта, 5 — лампочка, 6 — магнитопровод, 7 — зазор из латуни).

наконечники объективной линзы хорошо видны на рисунке. Проекционная линза по конструкции сходна с объективной линзой. Фокусное расстояние объективной линзы может быть доведено до 2 мм, а увеличение до 130. Изменяя ток в обмотке проекционной линзы, можно изменять ее увеличение от 45 до 200, так что общее увеличение микроскопа можно менять в пределах от 6000 до 23 000.

Катод микроскопа вольфрамовый V-образный (на рис. 250, *a* он не показан). Форма электронного пучка очень чувствительна к положению заострения катода относительно анода электронной пушки (9 на рис. 250, *a*). Поэтому



после каждой смены нити приходится подбирать ее правильное положение. Это делается с помощью специального механизма.

Существенная особенность электронного микроскопа состоит в том, что весь путь электронных лучей от катода пушки до фотопластинки проходит в вакууме. В микроскопе ЭМ-3 можно проследить весь этот путь и, не впуская воздуха в микроскоп и, следовательно, не затрачивая времени на откачку, проводить необходимую юстировку хода электронных лучей и снять

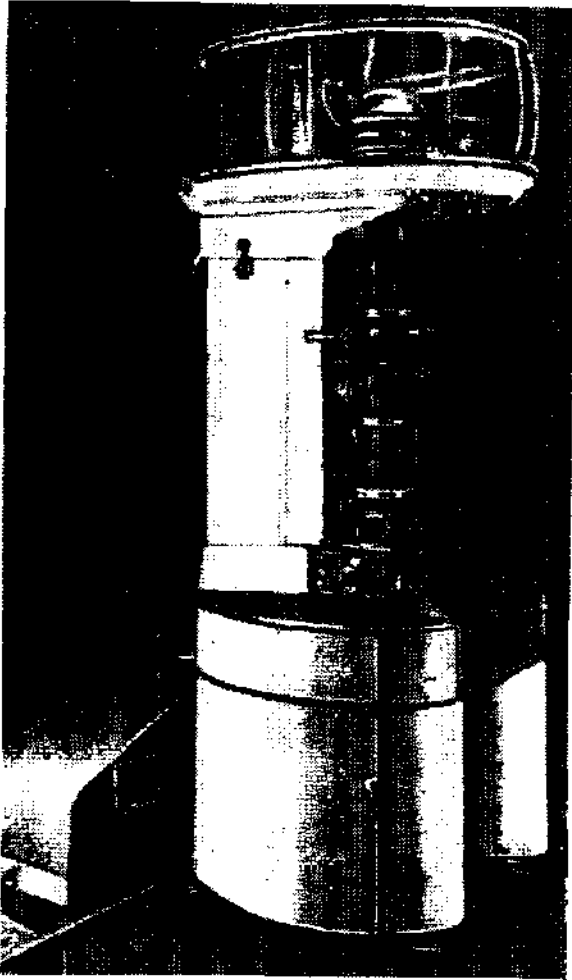


Рис. 251. Внешний вид микроскопа УЭМ-100.

несколько фотоснимков. Наблюдение хода лучей производится в следующих местах: у диафрагмы конденсорной линзы, на столике объекта, в месте образования промежуточного изображения вблизи фокуса проекционной линзы и, наконец, в месте образования окончательного изображения. Для этого обращенные кверху поверхности диафрагмы, конденсор столика объекта и экраны, на которые проектируются промежуточное и окончательное изображения, покрыты люминофором. Эти поверхности можно наблюдать через смотровые люки, находящиеся под конденсорной линзой (на рис. 249 этот люк не виден) и между объективной и проекционной линзами, а также внизу колонны, где расположен небольшой световой микроскоп для уточнения наводки на фокус. В процессе юстировки прибора и установки объекта для наблюдения и фотографирования приходится уже после установки нити электронной пушки проделывать ряд манипуляций: подбирать апертурный угол лучей, падающих на объект, менять положение объекта, сменять фотопластинки и т. п. Микроскоп снабжен механизмами, позволяющими проделывать все эти операции без нарушения вакуума. На рис. 250 видны части механизма перемещения объекта и управления диафрагмой конденсора.

При смене объекта в микроскоп ЭМ-3 приходится впускать воздух, но

откачка колонны после этого продолжается всего несколько минут. Основные параметры микроскопа ЭМ-3: ускоряющее напряжение 50 кВ, наименьшее разрешаемое расстояние 50 Å, максимальное электроннооптическое увеличение 25 000.

Магнитный микроскоп МЭМ-50, целиком размещающийся на стенде размером с обычный стол, относится к категории малогабаритных приборов. Его параметры: ускоряющее напряжение 35—50 кВ, электроннооптическое увеличение от 1000 до 16 000. Без нарушения вакуума можно сделать до 25 снимков, но при смене объекта в колонну впускается воздух. Как показывает опыт, в большинстве случаев в исследованиях пользуются увеличением, не большим 10 000—12 000. Таким образом, очень часто можно вполне обойтись микроскопом МЭМ-50.

Внешний вид стокиловольтного универсального магнитного электронного микроскопа УЭМ-100 показан на рис. 251. Этот микроскоп позволяет при

работе на просвет получать светлопольные, темнопольные и стереоскопические снимки, а также изображения катодов и изображения на отражение \*). Он дает возможность при небольших увеличениях обозреть большие площади, а затем, выбрав интересные участки, получать их снимки при больших

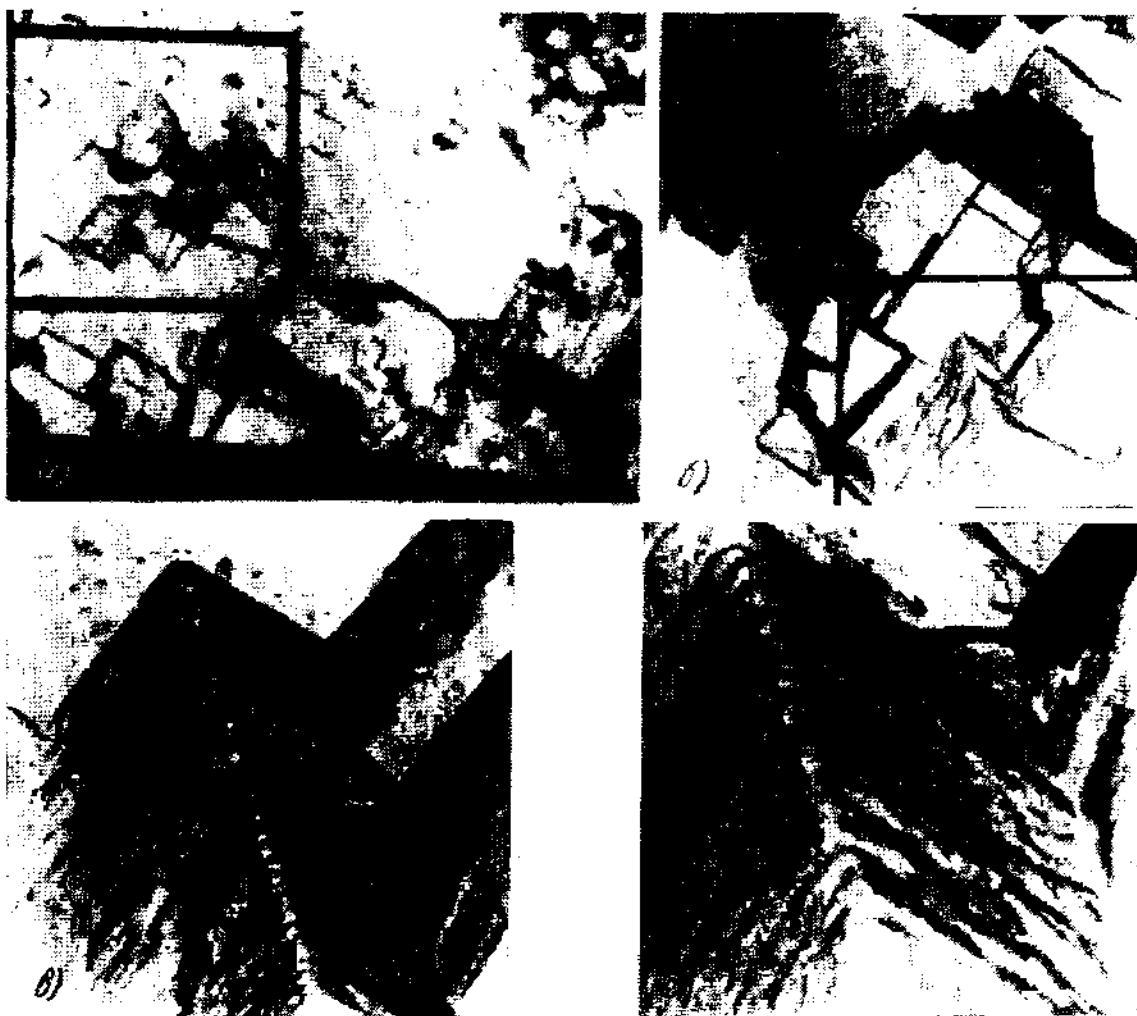


Рис. 252. Серия снимков одного и того же места пленки, снятой с поверхности алюминия, полученная на микроскопе УЭМ-100.

*a* — электроннооптическое увеличение 300, полное увеличение 600; *b* — электроннооптическое увеличение 3200, полное увеличение 6400; *г* — электроннооптическое увеличение 16 000, полное увеличение 32 000; *z* — электроннооптическое увеличение 27 500, полное увеличение 55 000. Ускоряющее напряжение 60 кВ.

увеличениях. Примером может служить серия снимков одного и того же объекта (оксидной пленки, снятой с поверхности алюминия) при увеличении от 600 до 55 000 раз (рис. 252). Такое разнообразие возможностей делает понятным название микроскопа. Смена объекта производится без нарушения

\*) В отражательном электронном микроскопе объектом служит поверхность твердого тела (металла), на которую направляется пучок электронов. Действие его основано на зависимости отражения электронов от свойств поверхности (состав, механическая обработка и т. п.). Он является, таким образом, аналогом оптического металл-микроскопа. От просвечивающего микроскопа отражательный микроскоп отличается только конструкцией электронной пушки и расположением объекта (см. [Л. 4,7, гл. 5]).

вакуума в колонне микроскопа с помощью вакуумных шлюзов: объект вводится в особую камеру, которая после откачки соединяется с колонной микроскопа, после чего объект с помощью механизма, управляемого извне, передвигается на объектный столик. Смена объекта через шлюз производится и у магнитного микроскопа ЭМ-100. Описание его см. [Л. 4.7, гл. III, § 5].

**4. Электростатический электронный микроскоп.** Требования к стабилизации питания магнитного микроскопа очень высоки. Это относится и к низковольтной сети, к которой подключены линзы. Выше (§ 5) было отмечено, что можно сконструировать достаточно короткофокусные одиночные электростатические линзы, которые гораздо менее чувствительны к колебаниям напряжения. Конструкция этих линз, в конечном счете, проще конструкции магнитных линз. Можно надеяться, значит, что электростатический электронный микроскоп будет более прост и дешевле, чем микроскоп магнитный. Тем не менее до сих пор электростатический электронный микроскоп еще не вышел из стадии лабораторных разработок и все микроскопы, выпускаемые промышленностью, — магнитные. Отставание в разработке электростатического микроскопа объясняется главным образом тем, что долгое время не удавалось изготовить короткофокусные электростатические линзы, требующие высоких напряжений при очень малых расстояниях между диафрагмами. Только в недавнее время, тщательно сглаживая и закругляя все выступы и края и подбирая материал электродов, удалось решить эту задачу. Устройство электростатического микроскопа ЭСМ-50, разработанного Милютиним, Янчевским, Расплетиним и Фетисовым, показано на рис. 253. Его параметры:

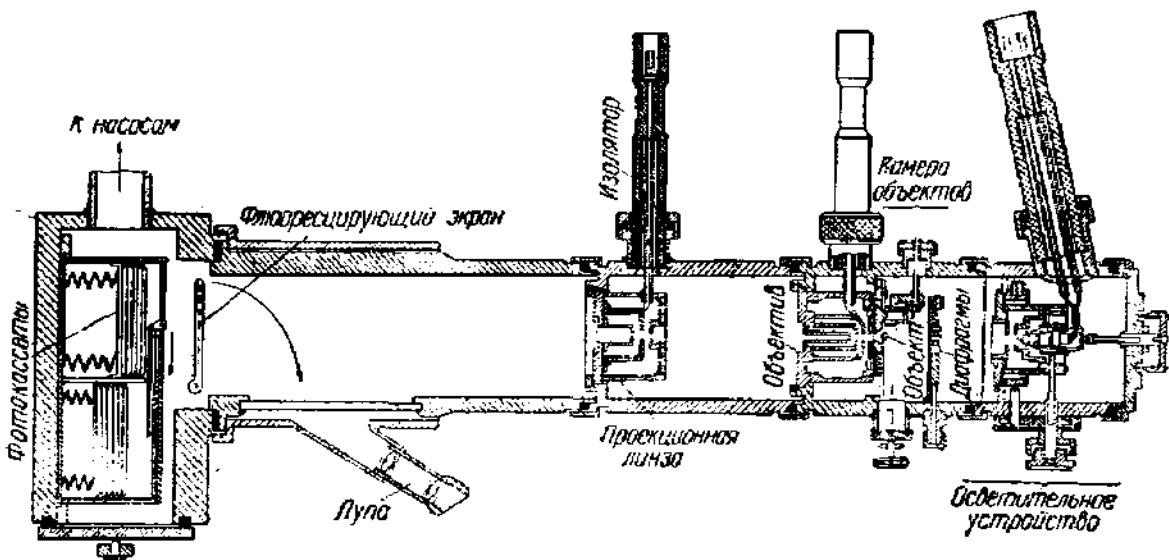


Рис. 253. Разрез колонны электростатического электронного микроскопа.

разрешаемое расстояние 50 — 80 Å, общее полезное увеличение 25 000 — 40 000, электроннооптическое увеличение можно менять от 1000 до 8000. Рабочее напряжение составляет 20 — 50 кВ.

Крайние электроды обеих линз и анод электронной пушки заземлены, так что если бы на средние электроды было подано высокое напряжение, в точности равное напряжению катода, то получились бы унипотенциальные линзы (см. § 5), оптические свойства которых не зависят от напряжения, и электростатический микроскоп оказался бы подобен световому, где наводка на фокус осуществляется смещением тубуса микроскопа. Однако в электронном микроскопе невыгодно отказываться от фокусировки и вообще от регулировки прибора изменением напряжений.

В результате колебания напряжения оказывают некоторое влияние на работу электростатического микроскопа, но гораздо меньшее, чем на работу магнитного микроскопа, так что можно довольствоваться более простыми средствами стабилизации, что имеет немалое значение для удешевления прибора. Недавно был разработан удобный малогабаритный электростатический микроскоп [Л. 4.7, гл. IV].

В § 22 было упомянуто, что несколько видоизмененный электронный микроскоп может служить высокочувствительным анализатором скоростей электронов, подходящим для определения характеристических потерь в твердых телах. На рис. 254, а показана схема анализатора, построенного на основе электростатического электронного микроскопа. В колонну микроскопа введена узкая ( $2 \div 5 \mu$ ) щель, смещенная в сторону от оси микроскопа, и проекционная линза заменена специальной анализирующей линзой. Устройство этой цилиндрической линзы и расположение щели относительно ее средней плоскости видны из рис. 254. Прибор разделяет пространственно электроны различных энергий вследствие большой хроматической аберрации, которую испытывают лучи, выходящие из смещенной щели. Ход электронных лучей для групп электронов с разными энергиями показан на рис. 254, в. Как уже было отмечено в § 22, электронный микроскоп-анализатор скоростей обладает очень большой разрешающей способностью. Существуют анализаторы скоростей, сконструированные на основе магнитного электронного микроскопа [Л. 2.42].

**Б. Электронограф.** Микроскопы типа ЭМ-3, ЭМ-100 и УЭМ-100 дают возможность исследовать кристаллическое строение объекта методом дифракции электронов, иными словами, они могут быть использованы как электронографы.

Электронографом называется прибор для исследования кристаллической структуры твердых тел (расположения атомов в решетке, их расстояний) методом дифракции электронов. Физические основы этого метода, наряду с методами рентгенографического исследования кристаллов, излагаются в общем курсе физики [Л.А.1, т. II, гл. 15 и 25; Л.А.2, т. III, гл. 28 и 31].

Современные электронографы сохранили все основные черты прибора, описанного впервые (1931 г.) акад. А. А. Лебедевым (рис. 255). Электронная пушка дает после выхода из анодной диафрагмы слабо расходящийся пучок электронов, который затем с помощью магнитной

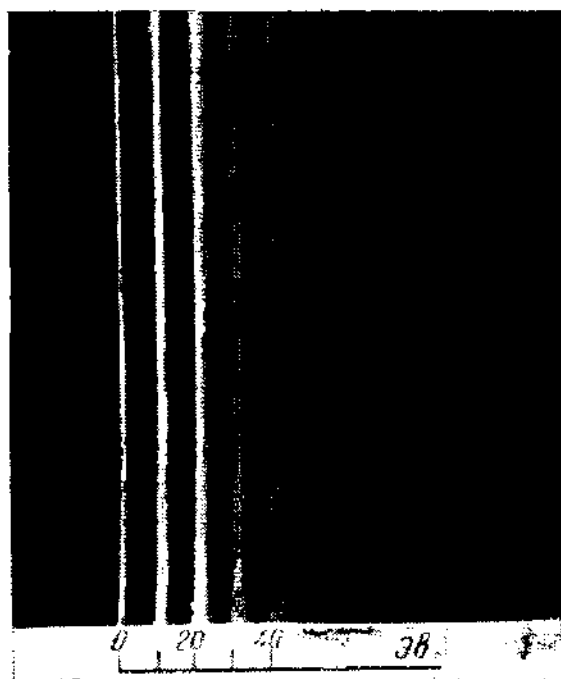
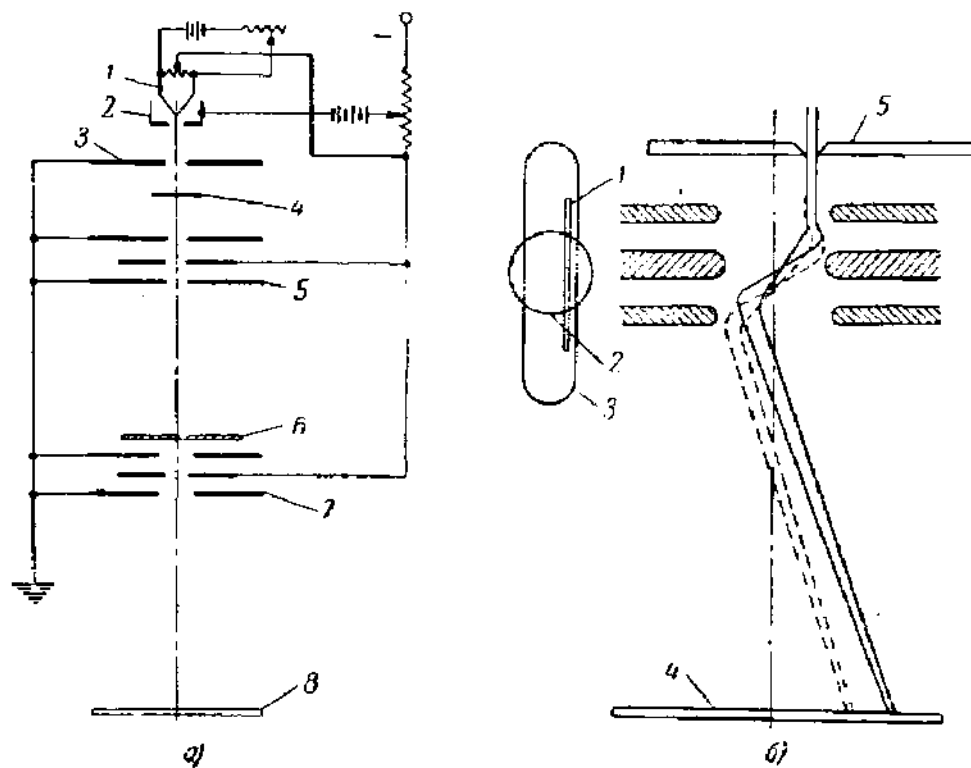


Рис. 254.

*а* — устройство микроскопа-анализатора скоростей электронов (1 — катод электронной пушки, 2, 3 — ее фокусирующий электрод и анод, 4 — исследуемый объект, 5 — объективная линза, 6 — смещенная щель, 7 — анализирующая линза, 8 — фотопластинка);

*б* — разделение электронов разных скоростей в анализирующей линзе (слева расположение смещенной щели 1 относительно апертур крайних 2 и среднего 3 электродов линзы, справа — ход лучей, фотопластинка 4 — щель 5);

*в* — спектр характеристических потерь энергии в слое Mg толщиной 600 Å. Напряжение пучка первичных электронов 25 кэВ.

линзы дает в плоскости  $EE$  изображение либо анодной диафрагмы, либо изображение минимального кружка пересечения\*), т. е. места наибольшего сужения электронного пучка, выходящего из пушки. В последнем случае, естественно, получается значительный выигрыш в интенсивности.

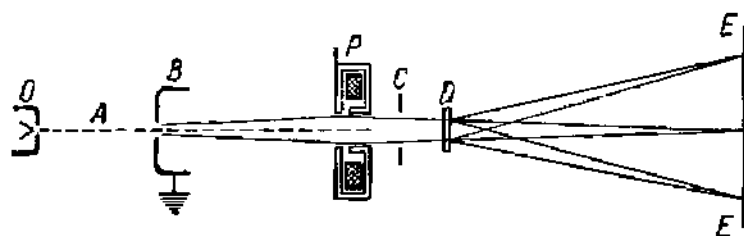


Рис. 255. Принципиальная схема электронографа.

$OAB$  — источник электронов;  $P$  — магнитная конденсорная линза;  $C$  — диафрагма;  $D$  — объект;  $E$  — экран или фотопластинка.

Внесение образца  $D$ , изготовленного в виде тонкой пленки и укрепленного на специальном кристаллодержателе, вызывает дифракцию, причем боковые пучки, отклоненные всегда на небольшой угол, оказываются также достаточно резко сфокусированными в той же плоскости  $EE$ . Если объект — монокристалл, то получается дифракционная картина, соответствующая лауэграмме рентгенографии, а если объект состоит из кристалликов всевозможных ориентаций, то получается, как на дебаеграмме, система дифракционных колец.

Экспозиция электронограммы длится всего несколько секунд, это большое преимущество электронографического метода, быстро завоевавшего себе место в практике не только исследовательских институтов, но и заводских лабораторий. Отечественная промышленность выпускает электронографы по образцу, разработанному в ГОИ Зандиным и Богдыкьянцем под руководством акад. Лебедева.

Ряд других конструкций электронографа был разработан А. И. Школьниковым, В. А. Колпинским, З. Г. Пинскером, П. Д. Данковым и Д. В. Игнатьевым и другими исследователями. Электронограф, изображенный на рис. 256, сконструирован в физико-техническом институте Горьковского университета С. В. Кавериним.

Сравнивая ход лучей в электронографе с ходом лучей в электронном микроскопе, можно увидеть, что, выключая ток объективной и проекционной линз микроскопа и подбирая ток в конденсорной линзе, можно получить на экране дифракционную картину от участка объекта. В микроскопах ЭМ-3 и ЭМ-100 для перехода к снятию электронограмм приходится разбирать прибор и производить смену некоторых частей. В микроскопе УЭМ-100 для этого требуются только перемещение апертурной диафрагмы объективной линзы

\*) См. ниже § 36.



Рис. 256. Электронограф конструкции С. В. Каверина.

1—электронная пушка; 2—первая магнитная линза для фокусировки электронного пучка после анодной диафрагмы; 3—вторая магнитная линза для фокусировки электронного пучка на экране; 4—третья магнитная линза для развертки дифракционного конуса, применяемая для получения увеличенного изображения; 5—кристаллодержатель с гидравлическим устройством перемещения образца с пульта управления; 6—смотровые окна; 7—фотокамера на две кассеты и экран; 8—пульт управления с рукоятками гидравлического перемещения кристалла; 9—реостаты и потенциометры для накала нити и фокусировки.

осажден атом, рассеивало электроны значительно сильнее, чем пустая подложка. Подсчет дает, что если атомный номер  $Z > 20$ , то минимально необходимая контрастность достигается. Наконец, электроны, рассеян-

в определенное положение и производящаяся без разборки прибора смена полюсных накопителей проекционной линзы. Дифракционное изображение получается перед проекционной линзой, которая отбрасывает изображение на экран.

6. **Дополнительные замечания.** Хорошо известно, что электронный микроскоп дает возможность наблюдать отдельные многоатомные молекулы, такие, как молекулы гемоглобина или гликогена (крахмала). Однако на фотоснимках нельзя было обнаружить следов структуры молекул. Равным образом до сих пор не было получено изображений отдельных атомов. Спрашивается, позволяет ли современное состояние электронной микроскопии говорить об «видении» отдельных атомов как о задаче, разрешимой в недалеком будущем. Этим вопросом занимался Л. М. Биберман.

Для получения изображения отдельного атома нужно прежде всего, чтобы разрешаемое расстояние микроскопа было порядка  $1 \text{ \AA}$ . Из сказанного выше видно, что это не является недостижимым. Второе условие — неподвижность атома во время экспозиции. Атом, осажденный на подложку, например на пленку коллодия, неподвижен, но пленка сама рассеивает электроны, и чтобы изображение имело необходимую контрастность, надо, чтобы место, где

ные атомом, «толкают» его в процессе рассеивания и могут сбить его с занимаемого места. Ясно, что если атом будет все время переходить с места на место, то изображения не получится. Теоретический расчет показал, что вероятность сбивания атома при ударе электрона порядка  $10^{-3}$ , и можно ожидать, что атом рассеет несколько сотен электронов, прежде чем перейдет на новое место. Значит, для обнаружения атома нужно применять пластинки, на которых получается почернение уже от нескольких сотен электронов. Трудности «видения» отдельного атома не представляются непреодолимыми уже в настоящее время.

Рассмотрим, наконец, вопрос о замене пучка электронов ионным пучком. Из соотношения

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2emU_a}}$$

видно, что при том же ускоряющем напряжении длина волны иона меньше электронной и, следовательно, можно для ионного микроскопа ждать соответствующего увеличения разрешающей силы. Но большая по сравнению с электронной масса иона создает гораздо большую опасность разрушения объекта. Это обстоятельство ограничивает возможности ионной микроскопии. В частности, при облучении ионами отдельного атома, закрепленного на подложке, можно думать, что уже при одном из первых соударений атом будет сбит со своего места.

В описанных в литературе ионных микроскопах (см., например, [Л. 4.8 и Л. 4.7]) применялись ионы  $\text{Li}^+$  и протоны; разрешаемое расстояние достигало 200 Å. Для фокусировки использовались электростатические линзы, фокусное расстояние которых не зависит от  $e/m$ .

Выше ничего не было сказано о электронных микроскопах, не получивших пока широкого применения, а именно о растровом микроскопе и теновом микроскопе (о них см. [Л. 4.7, гл. VII]).

### § 33. Эмиссионные электронные микроскопы

В технической электронике приходится иметь дело с изображением электронного эмиттера, так сказать, с изображением «самосветящегося» электронного объекта, в приборах двух типов. Во-первых, в электроннооптических преобразователях изображения (§ 35) и телевизионных трубках некоторых типов задача состоит в получении изображения фотокатода большой площади с увеличением, близким к единице. Во-вторых, при изучении свойств катодов требуется получать изображения небольших участков катода с большим увеличением. Это линзовые эмиссионные электронные микроскопы и эмиссионные микроскопы-проекторы, о которых идет речь в настоящем параграфе. В обоих случаях важнейшей характеристикой прибора является наименьшее разрешаемое расстояние.

Объект-катод имеет некоторую структуру, иными словами, отдельные точки его поверхности излучают разные количества электронов. Эмиттированные



электроны тем или иным способом приводятся на экран, покрытый люминофором, и вызывают его свечение. Так как яркость свечения при заданном ускоряющем напряжении пропорциональна числу электронов, попадающих на единицу площади люминофора за единицу времени, то распределением электронов по поверхности экрана задается распределение свечения.

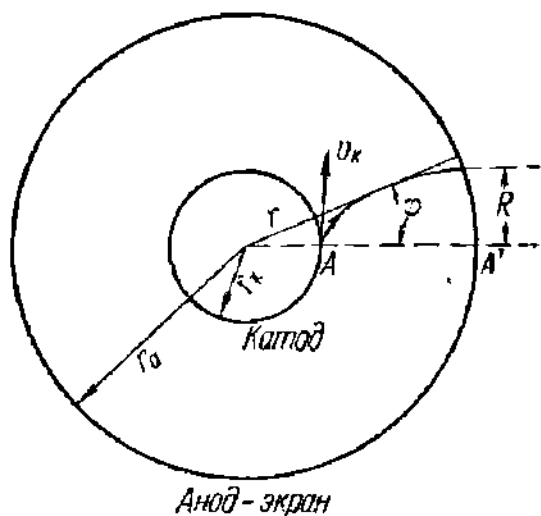


Рис. 257. Изображение катода в системе сферических электродов.

от центра, как известно из механики, будут двигаться по гиперболам. Найдем радиус  $R$  кружка рассеяния на аноде-экране для электронов, выходящих из точки  $A$  и имеющих начальную скорость  $v_k = \sqrt{2\eta U_k}$ ; здесь  $U_k$  — «напряжение вылета» электронов из катода (см. § 1). Радиус  $R$  определяется, очевидно, точкой попадания на экран электронов, выходящих из точки  $A$  в тангенциальном направлении.

Для любой точки траектории этих электронов можно написать:

$$\left. \begin{aligned} W &= \frac{qe}{r} + \frac{m}{2} (\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2) = W_0, \\ p &= m\dot{\varphi}r^2 = p_0. \end{aligned} \right\} \quad (33.1)$$

Здесь  $W$  — энергия,  $p$  — момент количества движения и  $W_0$ ,  $p_0$  — их начальные значения в точке  $A$ :

$$W_0 = \frac{qe}{r_k} + \frac{mv_k^2}{2}, \quad p_0 = mv_k r_k. \quad (33.2)$$

Заряд внутренней сферы  $q$  (отрицательный), если  $r_a \gg r_k$ , с большой точностью равен  $q = U_a r_k$ .

Обозначим

$$\frac{\frac{mv_k^2}{2}}{qe/r_k} = \frac{U_k}{U_a} = \varepsilon. \quad (33.3)$$

Практически всегда  $\varepsilon \ll 1$ . Выразая  $W_0$  через  $\varepsilon$ , получим:

$$W_0 = \frac{qe}{r_k} (1 + \varepsilon). \quad (33.4)$$

Поскольку  $R \ll r_a$ , то с достаточной точностью

$$R = r_a [\varphi]_{r=r_a}. \quad (33.5)$$

Из (33.1) и (33.2) следует:

$$\dot{\varphi} = \frac{r_K v_K}{r^2}; \quad \varphi = \int_0^{\tau} \frac{r_K v_K}{r^2} dt, \quad (33.6)$$

где  $\tau$  — время пролета. В формуле (33.6) удобно перейти к интегрированию по  $r$ .

Из (33.1)

$$dt = \frac{dr}{v_K \sqrt{2 \frac{W_0}{m} - \frac{2}{m} \frac{qe}{r} - r^2 \dot{\varphi}^2}} = \frac{dr}{v_K \sqrt{\left(1 + \frac{1}{\varepsilon}\right) - \frac{r_K}{r\varepsilon} - \frac{r_K^2}{r^2}}}$$

и из (33.6) получается:

$$\varphi = \int_{r_K}^{r_a} \frac{r_K dr}{r^2 \sqrt{\left(1 + \frac{1}{\varepsilon}\right) - \frac{r_K}{r\varepsilon} - \frac{r_K^2}{r^2}}}. \quad (33.7)$$

Введем новую переменную:

$$x = \frac{r_K}{r}; \quad dx = -\frac{r_K}{r^2} dr. \quad (33.8)$$

Интеграл (33.7) примет теперь вид

$$\varphi = \int_{\frac{r_K}{r_a}}^1 \frac{dx}{\sqrt{\left(1 + \frac{1}{\varepsilon}\right) - \frac{x}{\varepsilon} - x^2}} = \int_{\frac{r_K}{r_a}}^1 \frac{dx}{\sqrt{(1-x)\left(1+x+\frac{1}{\varepsilon}\right)}}. \quad (33.9)$$

Этот интеграл можно вычислить \*). Но мы не будем здесь выписывать точное решение, а приняв во внимание, что  $r_K/r_a \ll 1$  и что между пределами интегрирования везде  $1+x \ll 1/\varepsilon$ , напомним сразу приближенное выражение

$$\varphi = \int_0^1 \frac{dx}{\varepsilon^{-1/2} \sqrt{1-x}} = -2 \sqrt{\varepsilon} \Big|_0^1 \sqrt{1-x} = 2 \sqrt{\frac{U_K}{U_a}}. \quad (33.10)$$

Радиус кружка рассеяния на экране, следовательно, равен

$$R = 2r_a \sqrt{\frac{U_K}{U_a}} = 2r_a \sqrt{\frac{U_K}{r_K E_K}}, \quad (33.11)$$

где  $E_K = \frac{a}{r_K^2} = \frac{U_a}{r_K}$  — напряженность поля на поверхности катода.

\*) См. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, стр. 45, пример 18.

Чтобы найти наименьшее разрешаемое расстояние на катоде, нужно, во-первых, учесть спектр скоростей вылетающих из катода электронов и, во-вторых, принять во внимание, что расстояние между центрами кружков рассеяния на экране больше расстояния между точечными источниками эмиссии на катоде в  $r_a/r_k$  раз. Считая, что разрешаемое расстояние на экране равно диаметру кружка рассеяния, что дает, конечно, преувеличенное его значение, получим:

$$\delta_a = 2R; \quad \delta = \delta_a \frac{r_k}{r_a} = 4 \sqrt{\frac{U_k r_k}{E_k}}, \quad (33.12)$$

и увеличение равно

$$M = \frac{\delta_a}{\delta} = \frac{r_a}{r_k}.$$

Прибор, состоящий из внутренней сферы-катода и наружной сферы-экрана, покрытого люминофором и служащего анодом, получил название сферического электронного проектора или микроскопа-проектора. Он оказался очень удобным для исследования термоэлектронной и особенно автоэлектронной эмиссии. В обоих этих случаях энергетический спектр тангенциальных электронов изображается кривой, экспоненциально убывающей в зависимости от  $U_k$ , начиная с максимального значения при  $U_k = 0$ . Для оценки разрешаемого расстояния по формуле (33.12) в качестве среднего можно принять то значение  $U_k = \bar{U}_k$ , при котором ордината кривой снижается до  $1/e$  своего начального значения. Внутри кружка расстояния, определенного таким образом, попадают 63,2% тангенциальных электронов и значительно большая доля всех эмиттированных электронов. Это значение  $\bar{U}_k$  равно наиболее вероятной скорости вылета в вольтах.

Не останавливаясь на вычислениях, приводим только окончательные формулы для  $\bar{U}_k$ . Для термоэлектронных катодов существует максвелловское распределение, и

$$(\bar{U}_k)_{тэ} = \frac{kT}{e}. \quad (33.13)$$

В случае автоэлектронной эмиссии (распределение Ферми)

$$(\bar{U}_k)_{аз} = C_1 \frac{E_k}{\sqrt{\varphi_k}} \quad (33.14)$$

( $\varphi_k$  — работа выхода катода, отнесенная к единице заряда:  $\varphi_k = \frac{\Phi_k}{e}$ ). Если  $E_k$  выражено в вольтах на сантиметр,  $(\bar{U}_k)_{аз}$  и  $\varphi_k$  — в вольтах, то  $C_1 = 0,97 \cdot 10^{-8} \text{ см} \cdot \text{в}^{1/2}$  и при  $E_k = 10^6 \text{ в/см}$  получается  $(\bar{U}_k)_{аз} = \frac{0,0097}{\sqrt{\varphi_k}} [\text{в}]$ .

Из (33.12) — (33.14) следует:

$$\delta_{тэ} = 4 \sqrt{\frac{kT}{eE_k} r_k}, \quad (33.15)$$

$$\delta_{аз} = 4 \sqrt{\frac{C_1 r_k}{\sqrt{\varphi_k}}}. \quad (33.16)$$

Максвелловское распределение термоэлектронов, как известно, совершенно надежно установлено теоретически и экспериментально. Теория автоэлектронной эмиссии, как известно, также хорошо подтверждена измерениями зависимости автоэлектронного эмиссионного тока от напряженности поля и работы выхода эмиттера (§ 15), однако экспериментальная проверка предска-

ваемого теорией распределения электронов по скоростям встречает значительные трудности. Это связано, видимо, с тем, что наиболее распространенный и надежный метод измерения распределения электронов по скоростям, а именно метод тормозящего поля между сферическими электродами (§ 19), неприменим для исследования автоэлектронной эмиссии, так как в этом случае на поверхности эмиттера должно существовать сильное ускоряющее поле\*). Отсюда не следует, разумеется, что формула (33.14) в основу вывода которой положено хорошо обоснованное предположение о наличии внутри металла распределения Ферми, вызывает какие-либо сомнения.

Из выражений (33.15) и (33.16) видно, что  $\delta$  уменьшается с уменьшением  $r_k$ . В проекторах с небольшим увеличением, предназначенных для исследования термоэлектронной эмиссии, катод выполняют в виде полусферы с внутренним подогревателем. При такой конструкции катода  $r_k$  не может быть меньше нескольких миллиметров и соответственно увеличение  $M$  не превышает нескольких десятков раз. Приведенный выше (см. ч. I, гл. 2, § 17) снимок автоэлектронного катода с увеличением в сотни тысяч раз был получен на проекторе, где катодом служило закругленное острие тонкой проволоки. Проектор такого типа с большой разрешающей силой показан на рис. 258, а.

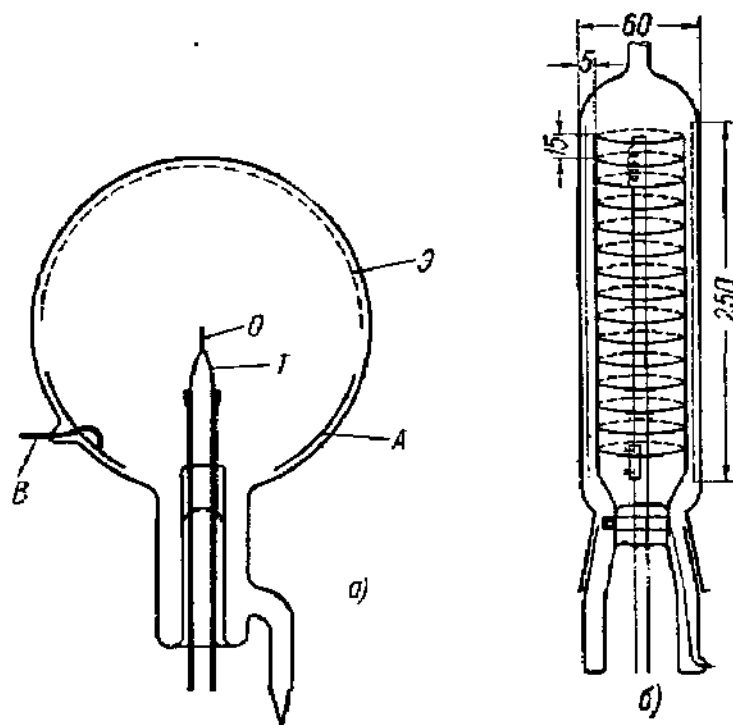


Рис. 258. Микроскопы-проекторы.

а — сферический (О — объект, Т — держатель объекта, А — анод, В — вывод анода, Э — экран);  
 б — цилиндрический. Размеры указаны для проектора конструкции Ягудаева и Шуплё.

Острие  $O$ , имеющее форму полусферы, помещается по возможности точно в центре сферического баллона, покрытого изнутри люминофором. Выбор люминофора не имеет большого значения, чаще всего применяется виллемит. Положение и форма анода безразличны, лишь бы анод находился достаточно далеко от острия.

\*) По этому вопросу см. Л. 2.45, § 14, а также П. И. Лукирский, УФН, т. XXVII, № 2, 1945.

Главная трудность заключается в изготовлении гладкого полусферического острия с очень малым радиусом. Обычная процедура состоит в химическом травлении конца проволоки и затем в прокаливании его в вакууме при высокой температуре ( $2400^\circ \text{K}$  для острия из  $W$  или  $Mo$ ). Опыт показал, что длительное прокалывание острия приводит к тому, что оно принимает форму полусферы. После длительного прокалывания поверхность острия получается почти идеально гладкой. На практике удавалось получать радиус закругления в несколько микрон, а в отдельных случаях достигать даже десятой микрона. Например, воспроизведенная в гл. 2 на рис. 128 (ч. I) эмиссионная картина с увеличением в 420 000 раз была получена Мюллером при радиусе закругления всего в  $1120 \text{ \AA}$ . По формуле (33.16) для вольфрама в этом случае получается:

$$\delta = 94 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 94 \text{ \AA}.$$

Это ненамного хуже разрешений, получающихся в хороших электронных микроскопах.

Радиус внешней сферы при увеличении 420 000 равен

$$r_a = 420\,000 \cdot 1120 \cdot 10^{-8} = 4,7 \text{ см}$$

и при  $U_a = 1000 \text{ в}$  на поверхности катода получается поле

$$E_k = \frac{U_a}{r_k} = 8,9 \cdot 10^7 \text{ в/см},$$

при котором уже существует заметная автоэлектронная эмиссия. Как видно из этих расчетов, на рис. 258, *а* сферический электронный проектор при крайне простой конструкции, небольших размерах и низких рабочих напряжениях способен дать очень высокую разрешающую способность.

Немецкому физику Мюллеру удавалось получать острия с радиусом закругления  $r_k = 110 \text{ \AA}$  и работать с увеличением  $2 \cdot 10^6$  при разрешаемом расстоянии около  $10 \text{ \AA}$ . Мюллер, а также и другие исследователи получали на экране изображение отдельных многоатомных молекул, адсорбированных на острие проектора (рис. 259 *а*). С участка катода в месте адсорбции получается усиление эмиссии, так как эмиттированные молекулой электроны легко замещаются электронами, проходящими через потенциальный барьер между подложкой (катодом) и молекулой.

Изготовление сферического проектора доступно любой электровакуумной лаборатории. Еще проще цилиндрический проектор (рис. 258, *б*) который, однако, дает искаженную картину эмиттера ввиду того, что при большом радиальном увеличении его осевое увеличение равно единице. Зато цилиндрический проектор удобен для исследования термоэлектронной эмиссии.

Формула (33.12) показывает, что для увеличения разрешающей способности сферического проектора выгодно уменьшать начальную скорость электронов. Замена электронов ионами, имеющими при той же температуре эмиттера гораздо меньшую скорость, должна привести к уменьшению кружка рассеяния. Построенный Мюллером ионный микроскоп-проектор основан на упоминавшемся ранее (ч. I гл. 3) явлении: при отрывании чужеродного атома от поверхности металла (десорбция) этот атом отдает металлу электрон и десорбируется в виде положительного иона. Десорбция возможна не только при высокой температуре металла-подложки, но и под действием сильного и соответственно направленного электрического поля. Поэтому, если поместить металлическое острие в газовую среду и создать на его поверхности сильное электрическое поле, отрывающее положительные ионы, то непрерывно будут идти два процесса: попадание на острие нейтральных атомов и их десорбция полем в виде ионов. От острия будет течь непрерывный ионный ток.

Конструкция ионного проектора в точности соответствует конструкции электронного проектора. Больше того, один и тот же прибор можно сначала

использовать как электронный проектор, а затем, введя в него газ (пары Ва, водород) и переменяв полярность напряжения между острием и коллектором, как ионный проектор. На рис. 259, *б* и *в* приведена фотография вольфрамо-

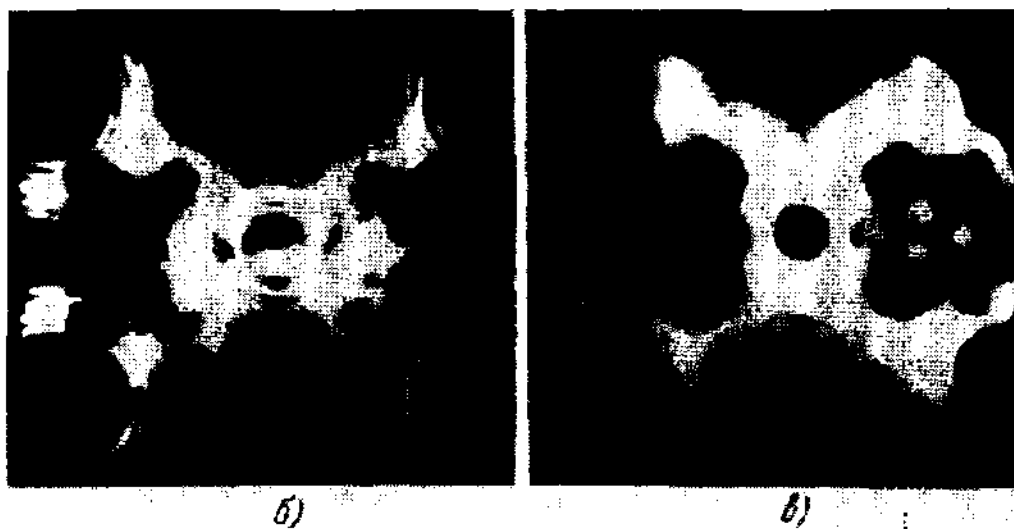
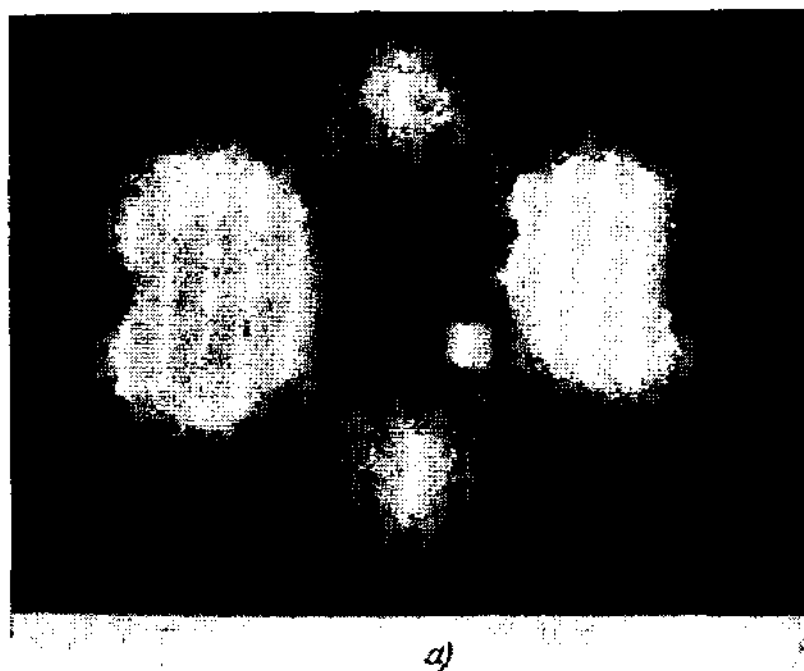


Рис. 259. *а* — электроннооптический снимок чистого вольфрамового эмиттера с единичной адсорбированной молекулой фталоцианина (по R. Gomer);

*б* — электронное и *в* — ионное водородное изображения вольфрамового острия, полученные в микроскопе-проекторе.

вого острия, снятого указанным способом. Диаметр кружка рассеяния на объекте в одном случае 25 Å, а в другом 2 ÷ 4 Å: этим и объясняется большая резкость изображения в ионном проекторе.

Интересно происхождение параллельных полосок, пересекающих светлые места ионного изображения. Расстояние между ними по порядку равно

расстоянию между атомными слоями в кристаллической решетке вольфрама, и их появление следует интерпретировать как «следы» выходящих на поверхность атомных плоскостей кристаллической решетки. Ионный микроскоп-проектор дал возможность «увидеть» кристаллическую решетку.

Увеличение разрешающей способности ионного проектора по сравнению с электронным объясняется, кроме уже упомянутого уменьшения скоростей, также и тем, что в ионном проекторе можно увеличить ускоряющее напряжение, не боясь очень большого роста плотности тока на острие, кроме того, уменьшается влияние дифракции дебройлевских волн на острие, так как ионные волны имеют гораздо меньшую длину, чем электронные [Л. 4.7, гл. VI; Л. 4.9].

**2. Эмиссионные электронные микроскопы с линзами.** Одним из самых простых устройств, пригодных для получения изображения катода, является иммерсионный электроннооптический. объектив, состоящий из плоского катода и двух диафрагм (рис. 260).

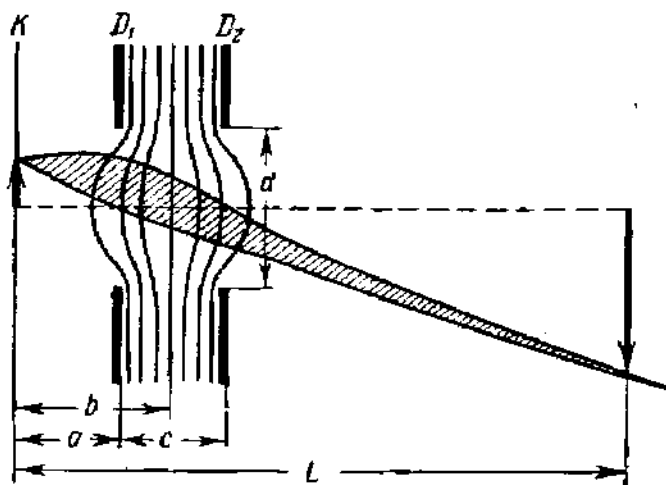


Рис. 260. Стягивание электронов в узкий пучок и образование изображения в иммерсионном объективе (катодной линзе).

в нем в электронный пучок вовлекаются и непараксиальные электроны, так как все электроны по выходе из катода имеют небольшие скорости.

Из сказанного следует, что простая теория линз, не учитывающая непараксиальные электроны, в данном случае недостаточна и следует обратиться к расчету траекторий электронов и к эксперименту. Изучение траекторий показало, что все электроны, в том числе и тангенциальные, уже вскоре после выхода из катода оказываются стянутыми в тонкие пучки, дающие действительное изображение точек катода. Один такой пучок показан на рис. 260. Электроны проходят через собирающую часть поля объектива с небольшими скоростями; поэтому оптическая сила объектива велика и он может давать большие увеличения (до нескольких сотен раз). Конечно, при замене плоских диафрагм профилированными диафрагмами или цилиндрами свойства объектива в основном сохраняются.

Оптические свойства объектива зависят от  $a$ ,  $c$ ,  $d$  и от отношения напряжений  $U_1/U_2$ . На рис. 261 показаны зависимость напряжения на первой диафрагме  $U_1$ , при котором на экране появляется резкое изображение катода, и соответствующего увеличения  $M$  от расстояния  $a$  между катодом и первой диафрагмой при  $U_2 = U_a = 750$  в и неизменном расстоянии между катодом и экраном  $L = 240$  мм (по данным Ф. А. Савченко). Из кривых можно найти фокусное расстояние. Для тонкой линзы

$$M = -\frac{q}{p}, \quad -\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{1}{f}.$$

Если напряжение на второй диафрагме  $U_2$  положительно и велико, то даже при небольших отрицательных напряжениях  $U_1$  на поверхности средней части катода электрическое поле будет ускоряющим и электроны, выходящие с этого активного участка катода, пройдут через объектив. При больших отрицательных  $U_1$  ток электронного пучка окажется запертым; вопрос о регулировании тока посредством изменений  $U_1$  мы рассмотрим подробно в одном из последующих параграфов (см. § 36).

Иммерсионный объектив, или катодная линза, отличается от линз других типов тем, что

В данном случае всегда  $q \gg p$ ,  $f \approx -p$ ,  $q \approx 240$  мм, так что  $f \approx 240/M$ . Например, при  $U_1 = 0$ ,  $M = 100$  и  $a = 0,5$  мм получается  $f \approx 2,4$  мм.

Кривые показывают, что наименьшие значения  $f$  и наибольшие увеличения получаются при малых значениях  $a$  и отрицательных напряжениях  $U_1$  на первой диафрагме. Физически это вполне понятно.

Улучшения свойств иммерсионного объектива пришлось добиваться опытным путем. Оказалось, в частности, что введение профилированной первой диафрагмы значительно увеличивает воспроизводимую площадь катода и улучшает качество изображения.

Из кривых рис. 261 видно, что существует такое расстояние между катодом и первой диафрагмой, при котором резкое изображение на экране получается при  $U_1 = 0$ . В нашем примере это расстояние составляет около 0,5 мм. В этом положении первая диафрагма соединена накоротко с катодом и система имеет только одно рабочее напряжение  $U_2$ . В таком двухполюсном (хотя и трехэлектродном) объективе при любом  $U_2$  отношение  $U_1/U_2 = 0$  и изменение  $U_2$  не меняет электронные траектории если сохраняется условие  $U_k \ll U_2$ . При изменении  $U_2$  в двухполюсном объективе траектории электронов, а значит, фокусное расстояние, положение и размеры изображения не меняются.

Экспериментально было найдено, что можно вообще отказаться от первой диафрагмы, роль которой в двухполюсной системе состоит в том, чтобы придать эквипотенциальным линиям вблизи катода изогнутую форму. Придавая катоду вогнутую сферическую или конусообразную форму, можно достичь той же цели (рис. 262). Преимуществом

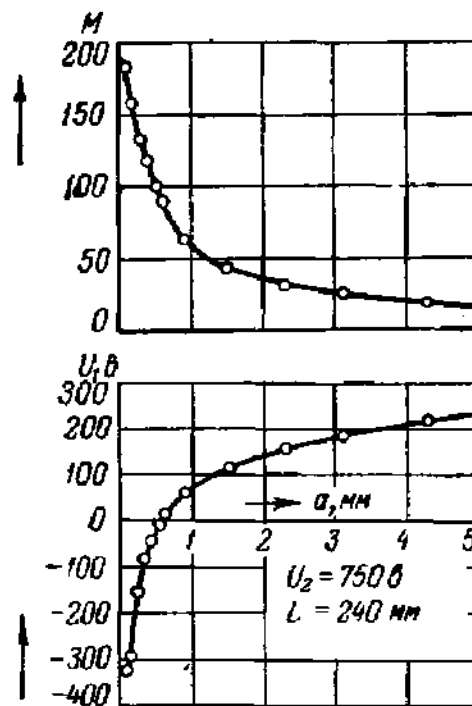


Рис. 261. Зависимость напряжения на первой диафрагме  $U_1$  и увеличения  $M$  от расстояния от катода до первой диафрагмы  $a$  при постоянных  $U_2$  и расстоянии до экрана  $L$  для простого иммерсионного объектива.

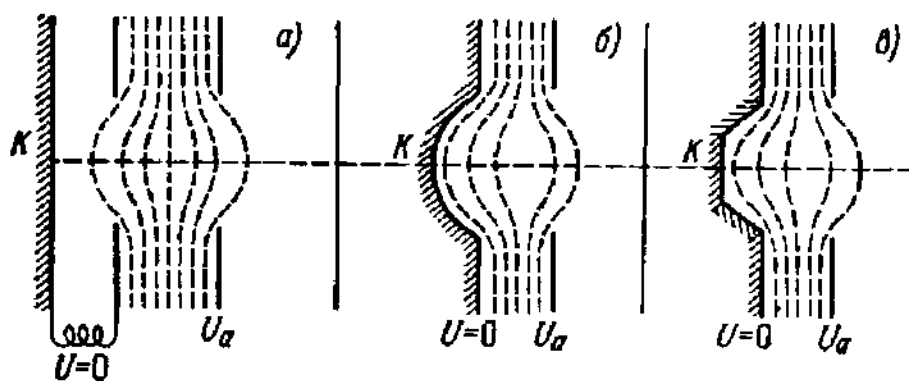


Рис. 262. Форма эквипотенциальных поверхностей при вогнутом катоде.

полученной таким путем двухполюсной и двухэлектродной катодной линзы будет почти полная нечувствительность к колебаниям питающего напряжения, а недостатком — невозможность без смещения электродов одним изменением напряжения добиться фокусировки и изменения положения изображения.



Устройство, состоящее из иммерсионного объектива и экрана, можно назвать эмиссионным электронным микроскопом, так как оно дает сильно увеличенное изображение небольшого участка катода.

Вычислим величину разрешаемого расстояния  $\delta$ . Для вычисления  $\delta$  будем в порядке упрощения задачи считать, что электроны, пройдя сначала некоторый путь в ускоряющем однородном поле, затем попадают в идеальную, т. е. лишенную аберраций, линзу. Для катода, поверхность которого имеет небольшую кривизну, это дает хорошее приближение. Вследствие разброса начальных скоростей по величине и направлению электроны, вышедшие из одной точки катода, войдут в линзу по направлениям, не пересекающимся в одной точке. Иными словами, электронные лучи, входящие в линзу, не будут казаться исходящими из точечных источников вследствие хроматической аберрации.

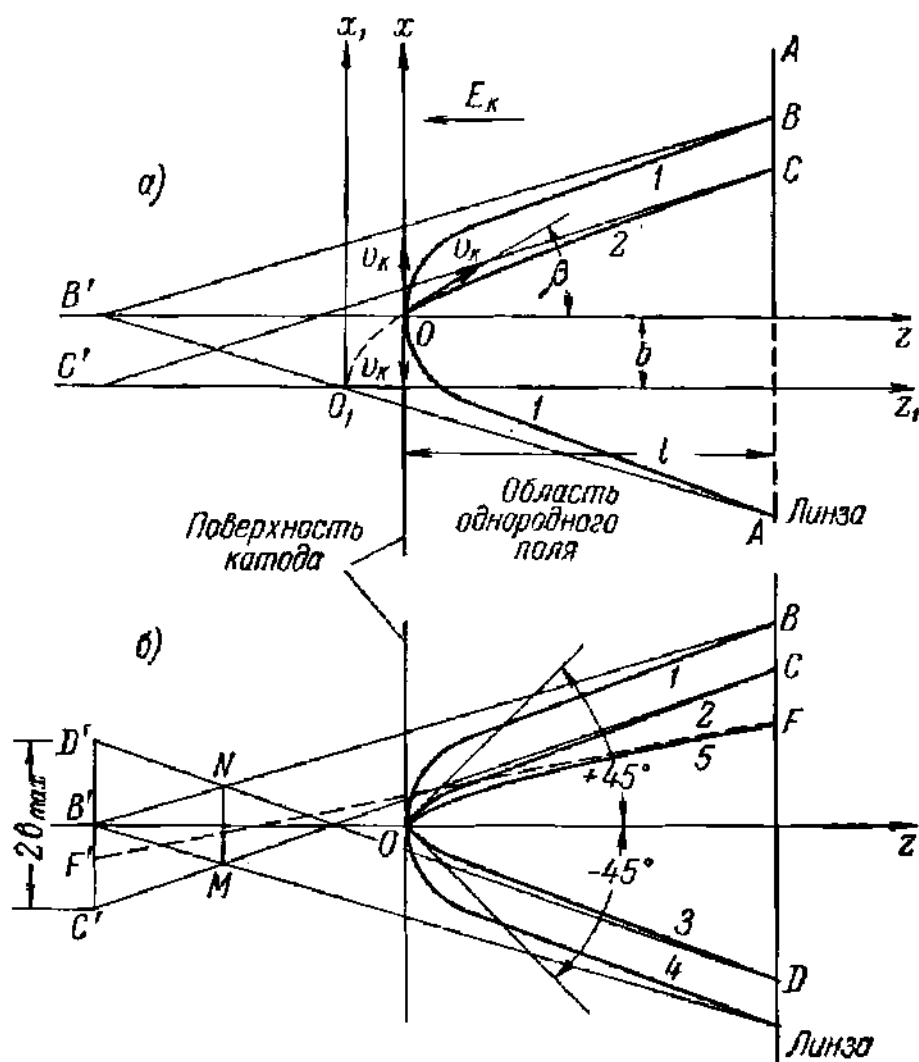


Рис. 263. К вычислению разрешаемого расстояния иммерсионного объектива.

Нужно, следовательно, найти, какому источнику электронных лучей в смысле геометрической оптики эквивалентна точка на поверхности катода, испускающая электроны.

До вхождения в линзу электроны будут описывать параболы (рис. 263, а). Тангенциальные электроны со скоростью вылета  $v_k = \sqrt{2\eta U_k}$ , выходящие из

точки  $O$ , будут двигаться по параболе 1, уравнение которой имеет вид (§ 2)

$$x^2 = \frac{2v_k^2}{rE_k} Z = \frac{4U_k}{E_k} Z = \frac{4U_k}{U_a} Z, \quad (33.17)$$

где  $U_a$  — напряжение в плоскости  $AA$ . Пусть парабола 1 пересекает плоскость  $AA$  в точке  $B$ , а касательная к параболе в точке  $B$  пересекает ее ось в точке  $B'$ .

Электроны, вылетевшие с той же скоростью  $v_k$  под углом  $\beta$  к полю из той же точки  $O$ , опишут параболу 2, вершина которой лежит в точке  $O_1$ . Напишем уравнение параболы 2, отнесенное к осям  $x_1, z_1$ . Так как однородное ускоряющее поле  $E = E_k$  направлено вдоль оси  $z$ , то при движении по параболе 2 слагающая скорости по оси  $x$  не меняется и в точке  $O_1$  электрону надо приписать ту же скорость  $v_k$ , которую он имеет в точке  $O$ , т. е.  $v_x = v_k \sin \beta$ . Следовательно, уравнение параболы 2, отнесенное к осям  $x_1, z_1$ , будет (см. § 2)

$$x_1^2 = \frac{2v_k^2 \sin^2 \beta}{rE} z_1 = \frac{4U_k \sin^2 \beta}{E} z_1. \quad (33.18)$$

Наклон касательной в точке  $O$  при  $x_1 = b$  определится из уравнения

$$\left(\frac{dz_1}{dx_1}\right)_{x_1=b} = \left[\frac{x_1}{2(U_k/E) \sin^2 \beta}\right]_{x_1=b} = \frac{bE}{2U_k \sin^2 \beta} = \frac{1}{\operatorname{tg} \beta} = \frac{\cos \beta}{\sin \beta},$$

откуда

$$b = \frac{U_k}{E} \sin(2\beta). \quad (33.19)$$

При  $\beta = 45^\circ$   $b$  достигает максимума

$$b_{\max} = \frac{U_k}{E} = l \frac{U_k}{U_a}. \quad (33.20)$$

Начертим теперь как параболу с  $\beta = \pm 45^\circ$ , так и параболу с  $\beta = -45^\circ$  (рис. 263, б, ветви парабол 2 и 3). Касательные к ним в точках  $C$  и  $D$  определяют точки  $C'$  и  $D'$ , лежащие в плоскости, проходящей через точку  $B'$ , на расстоянии  $2b_{\max}$  друг от друга. Для всякого другого угла вылета касательная к параболе в месте вхождения электрона в линзу пересечет линию  $D'B'C$  между точками  $C'$  и  $D'$ .

Плоскость чертежа — это меридианная плоскость системы, и в пространстве линии  $C'D'$  соответствует кружок диаметром  $C'D' = 2b_{\max}$ .

Если принять  $C'D'$  за источник лучей, заменяющий точку  $O$ , то, как видно из рис. 263, б, этот источник дает сходящийся пучок лучей, который делается расходящимся только справа от кружка  $MN$ . Значит, за источник прямолинейных лучей в смысле геометрической оптики надо принять кружок  $MN$ , диаметр которого, как можно показать, приблизительно вдвое меньше  $C'D' = 2b_{\max}$ . Принимая опять, что наименьшее разрешаемое расстояние равно диаметру кружка  $\delta$ , для электронов с эквивалентным напряжением  $U_k$  получим:

$$\delta \approx b_{\max} = l \frac{U_k}{U_a} = \frac{U_k}{E}. \quad (33.21a)$$

Учитывая ширину спектра скоростей, надо  $U_k$  в (33.21a) заменить средним значением  $\bar{U}_k$ . Кроме того, теория показывает, что плоскость наибольшего сужения пучка лучей, прошедших через линзу, где изображение получается наиболее резким вследствие неодинаковости начальных скоростей электронов, лежит несколько сзади гауссовой плоскости (плоскости изображения в параксиальных лучах).

Учет всех этих обстоятельств позволяет прийти к выводу [Л.4.10], что расстояния, меньшие чем

$$\delta_{\max} = 4 \frac{\bar{U}_k}{E}, \quad (33.216)$$

где  $\bar{U}_k$  — по-прежнему напряжение вылета электронов с наиболее вероятной скоростью, остаются неразрешенными. Формула (33.216) дает верхний предел разрешаемого расстояния, и не исключено, что из опыта могут быть полу-

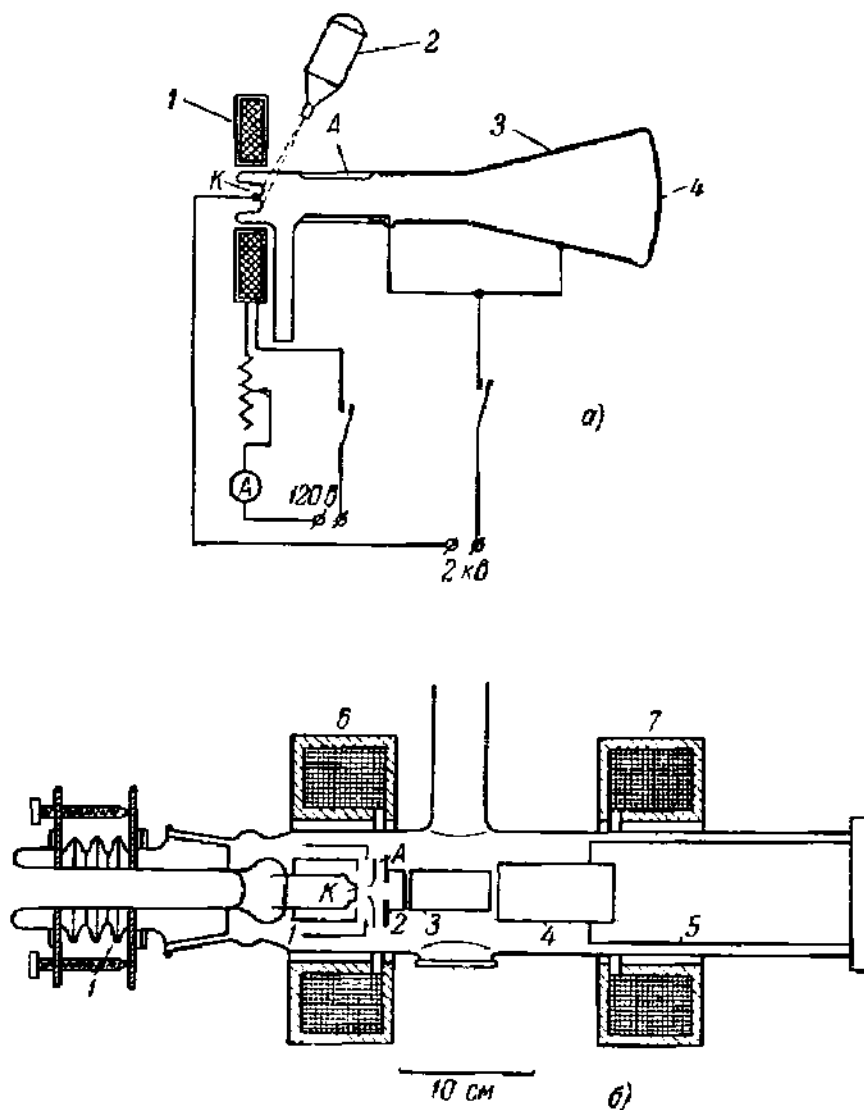


Рис. 264. Эмиссионные электронные микроскопы в запаянных стеклянных колбах.

*а* — магнитно-электрический для исследования фотокатодов (1 — масляная линза, 2 — источник света, 3 — проводящее покрытие, 4 — экран);  
*б* — комбинированный (А — анод, К — катод, 1 — механизм смещения катода, 2—5 — электроды электростатических линз, 6 и 7 — магнитные линзы).

чены меньшие значения  $\delta$ . С другой стороны, при выводе формулы (33.21) было принято, что линза не имеет aberrаций и в реальном микроскопе наименьшее разрешаемое расстояние может быть и больше  $\delta_{\max}$ , вычисленной по формуле (33.216).

Подставляя в (33.21б)  $U_k$  из формул (33.13) и (33.14), получим:

$$(\delta_{\max})_{тэ} = 4 \frac{kT}{eE}, \quad (33.22)$$

$$(\delta_{\max})_{аз} = 4 \frac{C_1}{V \varphi_k}. \quad (33.23)$$

Для фотоэлектронных катодов верхний предел разрешаемого расстояния

$$\delta_{фэ} = 4 \frac{U_{\max}}{E},$$

где  $U_{\max} = \sqrt{2 \frac{e}{m} v_{\max}}$  и  $v_{\max}$  — максимальная скорость фотоэлектронов, которую можно найти из закона Эйнштейна (§ 15):

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{mv_{\max}^2}{2} + e\varphi_k. \quad (33.24)$$

Другие aberrации (aberrации косых пучков, сферическая aberrация) в эмиссионном электронном микроскопе, где объектом служит участок, не превосходящий нескольких десятых миллиметра в поперечнике, не играют большой роли, и разрешаемое расстояние на практике определяется рассчитанной выше хроматической aberrацией.

Подсчитаем поле у катода, при котором разрешающая сила эмиссионного микроскопа не уступает разрешающей силе хорошего светового микроскопа, равной примерно  $\lambda/3$ , т. е. около 2000 Å при работе с белым светом. При  $T = 1160^\circ \text{K}$  для оксидного термокатада  $kT \approx 0,1 \text{ эв}$ , и если  $\delta_{тэ} = 2000 \text{ Å}$ , то по формуле (33.22) получится  $E = 10^4 \text{ в/см}$ . Для фотокатада при  $\lambda = 10\,000 \text{ Å}$  и  $\varphi_k = 0,72 \text{ эв}$   $U_{\max} \approx 0,5 \text{ в}$  и при  $E = 10^4 \text{ в/см}$  по формуле (33.24) найдем  $\delta_{фэ} = 20\,000 \text{ Å}$ . Освещение светом большей частоты дает еще большие значения  $\delta_{фэ}$ , так что для получения «сверхсветовой» разрешающей силы надо брать более высокие напряжения. Напряжение  $E$  в импульсном режиме, когда опасность высоковольтного пробоя меньше, удается доводить до  $10^5 \text{ в/см}$ .

«Сверхсветовая» разрешающая сила была, однако, достигнута только в недавнее время. Первые эмиссионные микроскопы, появившиеся в 1933—1934 гг., позволили получить ряд интересных результатов в области исследования катодов, хотя их увеличение не превышало нескольких сотен, а иногда и десятков раз.

Как уже было отмечено, иммерсионный объектив без применения дальнейшего электроннооптического увеличения может уже давать значительное увеличение, но удобнее применять дополнительное увеличение с помощью проекционной линзы.

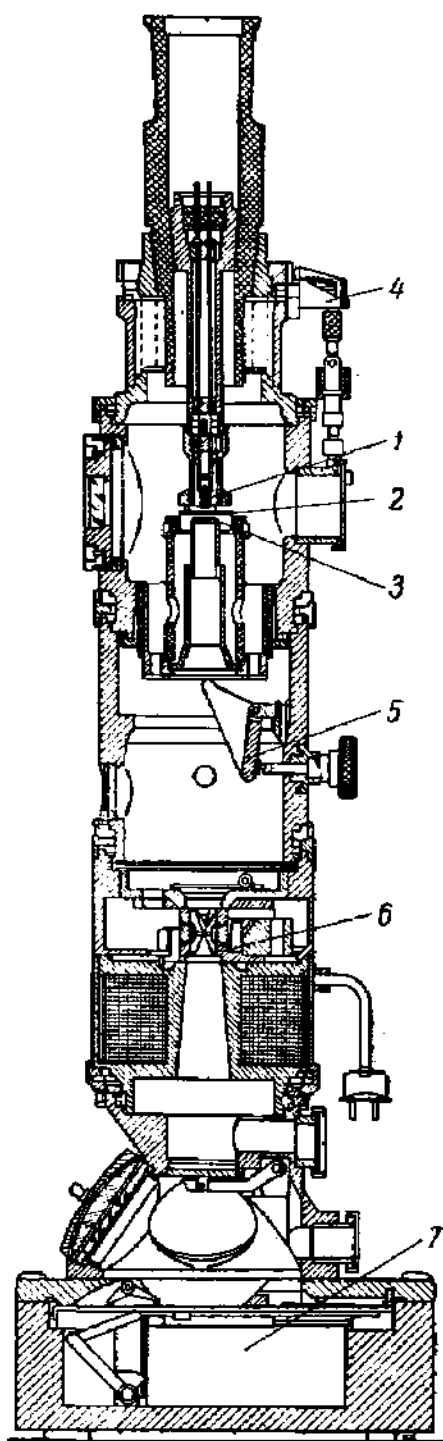


Рис. 265. Разрез колонны эмиссионного микроскопа ЭЭМ-75.

1 — катод; 2 — фокусирующий электрод; 3 — анод; 4 — механизм горизонтального перемещения объекта; 5 — механизм изменения расстояния между объектом и фокусирующим электродом; 6 — магнитная проекционная линза; 7 — фотокамера.

Электроды лабораторных моделей эмиссионных микроскопов размещаются в стеклянном баллоне. На рис. 264 даны схематические чертежи двух лабораторных микроскопов: простейшего микроскопа Н. Г. Сушкина для исследования фотокатодов (рис. 264, а) и комбинированного микроскопа, состоящего из иммерсионного объектива и двух магнитных линз (рис. 264, б).

В последние годы эмиссионные микроскопы стали применяться не только для исследования катодов, но и для исследования микроструктуры металлов. В этом случае используют то обстоятельство, что различные грани кристаллов имеют разную работу выхода и по-разному адсорбируют атомы покрытия. К микроскопам ЭМ-100 и УЭМ-100 разработаны специальные «эмиссионные головки», которые можно ставить на место осветительной части и столика объекта, превращая тем самым эти приборы в эмиссионные микроскопы. Кроме того, построен и специальный эмиссионный электронный микроскоп ЭЭМ-75 (рис. 265) с наименьшим разрешающим расстоянием до 500 Å, удобный для исследования термоэлектронной и вторичноэлектронной эмиссии. Большой материал по применению эмиссионных микроскопов можно найти в [Л. 4.7 и Л. 4.10].

Эмиссионный микроскоп, не нуждающийся в катоде специальной формы, удобнее микроскопа проектора при исследованиях термоэлектронных и фотоэлектронных катодов и вторичноэлектронных эмиттеров. Но в проекторе гораздо легче получать большие напряженности поля на поверхности катода, и для работ с автоэлектронными катодами преимущество остается на стороне проектора.

### § 34. Электровакуумные фотоэлементы и фотоэлектронные умножители

Высоковакуумный диод с фотоэлектронным катодом называется фотоэлементом электронного разряда. Если в диод введен газ и применяется газовое усиление фототока (§ 27), то такой диод называют фотоэлементом темного разряда \*).

В настоящем параграфе фотоэлементы электронного и темного разряда будут называться просто фотоэлементами (вакуумными или соответственно газонаполненными), так как о фотоэлементах других типов здесь речи не будет.

**1. Устройство, внешний вид и вольт-амперные характеристики фотоэлементов.** Наиболее часто встречающимся типом фотоэлемента, к которому принадлежит большинство промышленных приборов, является фотоэлемент с центральным анодом. В фотоэлементах этой конструкции анодом служит проволочная петля или небольшая пластинка, расположенная посередине баллона прибора. Фотокатод наносится поверх металлической подложки на стекло баллона, часть поверхности которого остается непокрытой и образует окно для пропускания света. Окно иногда изготавливается из материала, прозрачного для определенной части спектра; например, в фотоэлементах для ультрафиолетового света окно делают из увиолевого стекла. В фото-

---

\*) Названия, предложенные Комитетом технической терминологии АН СССР. Часто применяют название «фотоэлементы (вакуумные и газонаполненные), основанные на внешнем фотоэффекте».

элементе с центральным анодом катод имеет большую поверхность и анод его почти не закрывает. На рис. 266, а изображен в качестве примера фотоэлемент типа ЦГ-1 (кислородно-цезиевый, газонаполненный). Другие фотоэлементы, изготавливаемые отечественной промышленностью (ЦГ-3, ЦГ-4, СЦВ-3 и т. д.), отличаются от него в конструктивном отношении только размерами и цоколевкой.

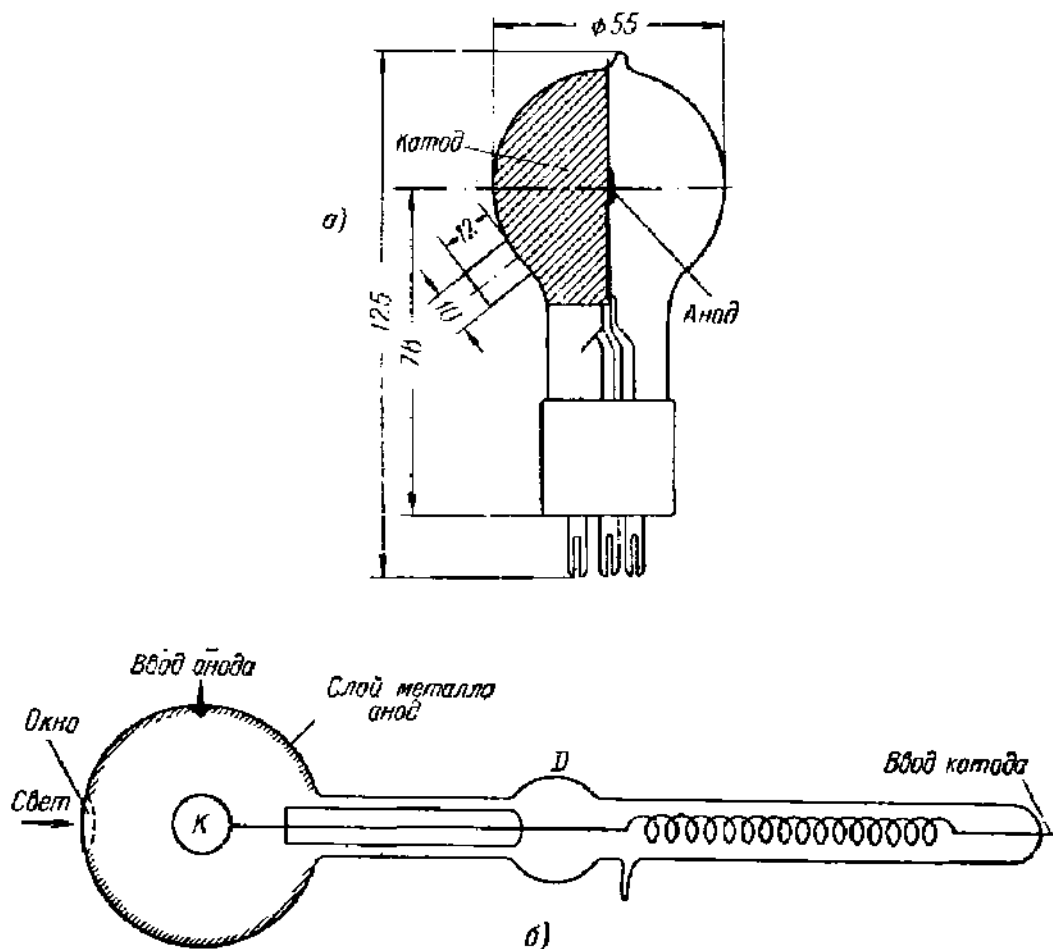


Рис. 266. Основные конструкции фотоэлементов.

а — ЦГ-1 (пример фотоэлемента с центральным анодом); б — фотоэлемент с центральным катодом. В расширении *D* производится обработка фотокатода, после чего он перемещается в положение *K*.

В фотоэлементе с центральным катодом небольшой по размерам катод находится в центре баллона, металлическое покрытие которого служит анодом фотоэлемента (рис. 266, б). Свет попадает на катод через небольшое окно в покрытии. Катод имеет небольшую площадь, и эти фотоэлементы имеют низкую чувствительность. Поэтому в промышленных фотоэлементах эта конструкция не применяется. Но, как это легко увидеть, фотоэлемент с центральным катодом представляет собой готовый прибор для исследования распределения скоростей фотоэлектронов методом тормозящего поля (см. § 19) и часто используется при исследованиях фотокатодов.

Для специальных целей изготавливаются фотоэлементы с другой формой электродов: плоской, тороидальной и т. п. Однако принципиальных различий между ними и описанными выше двумя конструкциями нет, и подробно на них мы останавливаться не будем. (Сводку данных по фотоэлементам специальных конструкций см. [Л. 2.16, гл. IX].) Теория вольт-амперной характеристики фотоэлемента с центральным катодом была уже разобрана выше (ч. I, § 19); типичная форма характеристики воспроизведена еще раз на рис. 267 (кривая 1). Ее особенностью является низкое напряжение насыщения, равное по величине контактной разности потенциалов катода и анода. Вольт-амперная характеристика вакуумного фотоэлемента с центральным анодом имеет вид кривой 2. Насыщение может быть достигнуто только при  $U_a > 0$ , так как поле вблизи катода мало и электроны, вылетевшие не в радиальных направлениях, могут возвращаться на другие участки катода, так что требуется довольно значительное (десятки вольт) анодное напряжение, чтобы собрать на анод все эмиттированные электроны. Величину напряжения насыщения можно оценить для случая сферических электродов. Рассмотрим электроны, выходящие из точки  $S$  с начальными скоростями, лежащими в плоскости чертежа, проходящей через центр электродной системы (рис. 268). Траектории этих электронов — плоские кривые. Так как сила радиальна, то момент количества движения электрона относительно оси, проходящей через центр, остается постоянным. Вводя полярные координаты  $r, \varphi$ , получим для

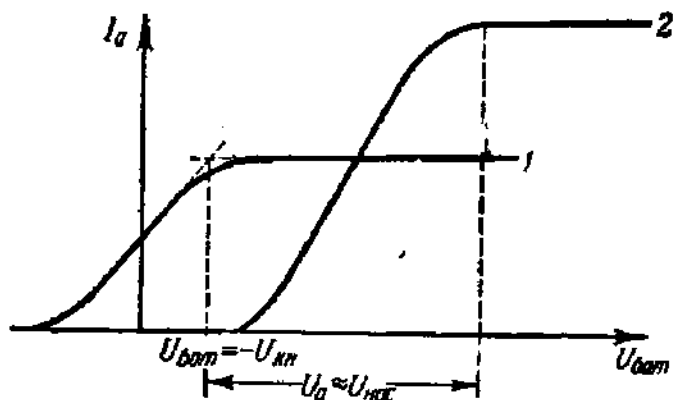


Рис. 267. Вольт-амперные характеристики фотоэлементов при постоянном световом потоке.

1 — фотоэлемент с центральным катодом; 2 — фотоэлемент с центральным анодом.

Рис. 268. К вычислению напряжения насыщения фотоэлемента с центральным анодом.

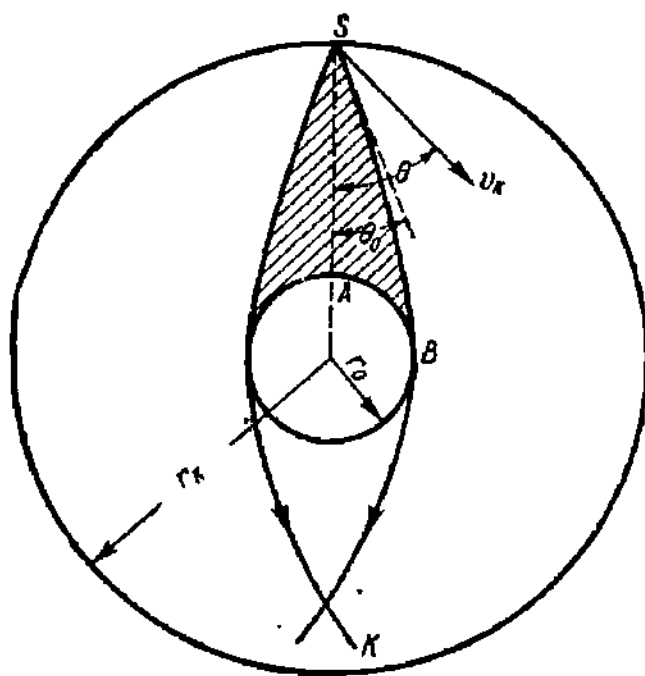


Рис. 268. К вычислению напряжения насыщения фотоэлемента с центральным анодом.

электрона — плоские кривые. Так как сила радиальна, то момент количества движения электрона относительно оси, проходящей через центр, остается постоянным. Вводя полярные координаты  $r, \varphi$ , получим для

электрона, вышедшего из катода под углом  $\theta$  к радиусу:

$$r^2 \dot{\phi} = r_k v_k \sin \theta = r_k \sqrt{2\eta U_k} \sin \theta. \quad (34.1)$$

Для электрона, который как раз касается анода, в точке касания будем иметь:

$$r = r_a; \quad \dot{\phi} = \sqrt{\frac{2\eta(U_k + U_a)}{r^2}}; \quad \theta = \theta_0,$$

где  $U_k$ , как и раньше (§ 1), — «напряжение вылета» электронов из катода. Из (34.1) получим:

$$r_k v_k \sin \theta_0 = r_k \sqrt{2\eta U_k} \sin \theta_0 = r_a \sqrt{2\eta(U_k + U_a)},$$

откуда

$$\sin \theta_0 = \frac{r_a}{r_k} \sqrt{1 + \frac{U_a}{U_k}}. \quad (34.2)$$

Все электроны, выходящие из  $S$  в пределах угла  $2\theta_0$ , попадают на анод, а остальные возвращаются к катоду. При увеличении  $U_a$  угол  $\theta_0$  увеличивается и при  $\theta_0 = 90^\circ$  достигается ток насыщения. Из (34.2) для напряжения насыщения получается:

$$\frac{U_{\text{нас}}}{U_k} = \left(\frac{r_k}{r_a}\right)^2 - 1. \quad (34.3)$$

Для любой плоскости, проходящей через центр системы электродов, получится та же самая формула (34.3), которая, таким образом, дает напряжение насыщения для всего фотоэлемента. Например, при  $r_k/r_a = 7$  и  $U_k = 1$  в найдем  $U_{\text{нас}} = 48$  в — величину, правильную по порядку, хотя, конечно, нельзя ожидать, что расчет, сделанный для сферических электродов, даст точные количественные результаты для реальных фотоэлементов.

Типичные вольт-амперные характеристики вакуумных и газонаполненных фотоэлементов, измеренные при разных световых потоках, изображены на рис. 269. Участок насыщения характеристики вакуумного фотоэлемента, которое достигается обычно при  $U_a = 50 \div 60$  в, служит рабочим участком; ему соответствует дифференциальное внутреннее сопротивление  $R_{\text{внт}} = \left(\frac{dU_a}{dI_a}\right)$  порядка сотен мегом.

Теория газового усиления и вид характеристик газонаполненного фотоэлемента были уже рассмотрены в ч. 1 § 27, гл. 3. Наполнение газом обычно увеличивает чувствительность фотоэлементов с центральным анодом в пять, самое большее, в десять раз, и только при очень слабых световых потоках, работая вблизи напряжения зажигания, можно получить усиление в 50—60 раз. Газовое усиление в фотоэлементах ЦГ при рабочем напряжении достигает 7—8.

Фотоэлементы наполняют инертными газами (большой частью аргоном). Ионы инертных газов, попадая на катод, даже при небольших



напряжениях вызывают вторичную эмиссию. Кроме того, в объеме происходит не только ионизация, но и возбуждение свечения

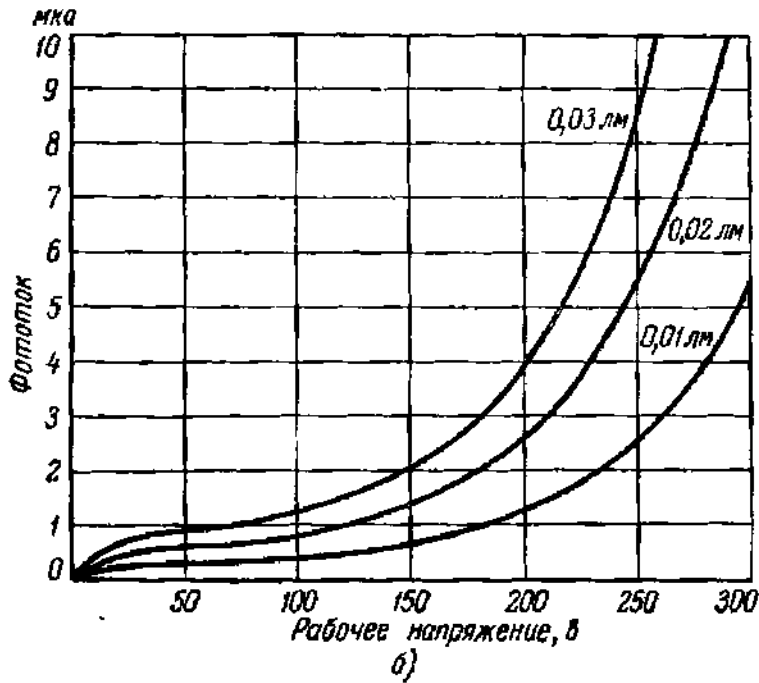
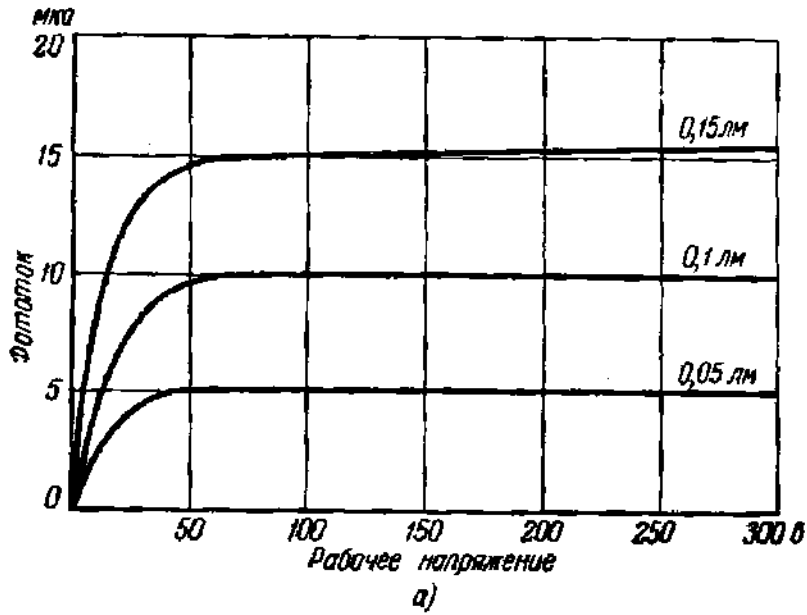


Рис. 269. Вольт-амперные характеристики фотоэлемента вакуумного (а) и газонаполненного типа ЦГ (б).

газа. Излучение разряда, падая на катод, также вызывает дополнительную эмиссию. Оба эти процесса усиливают ток через фотоэлемент, но не нарушают его работы, так как они оба контролируются потоком первичных фотоэлементов и, значит, в конечном счете све-

том, падающим на катод. Световой поток перестает управлять током только тогда, когда разряд при повышении напряжения делается самостоятельным. Поэтому нельзя допускать возникновения самостоятельного разряда в газонаполненном фотоэлементе, тем более, что при этом катод, бомбардируемый сильным потоком быстрых ионов, подвергается опасности разрушения. Напряжение зажигания самостоятельного разряда является одним из параметров газонаполненного фотоэлемента. Для отечественных фотоэлементов типа ЦГ оно лежит в пределах 300—350 в и несколько уменьшается при освещении. Очевидно, рабочее напряжение должно быть значительно меньше напряжения зажигания. Для фотоэлементов ЦГ номинальное рабочее напряжение равно 240 в, но для обеспечения стабильности предпочтительно работать при 200—220 в. Внутреннее сопротивление газонаполненных фотоэлементов — величина порядка десятков мегом.

Укажем попутно на одну особенность вольт-амперной характеристики газонаполненных фотоэлементов. При небольших анодных напряжениях она идет ниже характеристики вакуумного фотоэлемента, имеющего такой же катод. Это объясняется тем, что при низких напряжениях, когда ионизации электронами нет и усиление отсутствует, электроны испытывают упругие соударения с молекулами, благодаря которым их движение теряет направленность, так что вблизи катода оказывается электронный газ с распределением скоростей, близким к максвелловскому, и часть электронов возвращается на катод. Этого нет в вакуумном фотоэлементе, в котором все эмиттированные электроны в режиме насыщения уходят на анод.

**2. Характеристики и параметры фотоэлементов.** Кроме вольт-амперной характеристики, внутреннего сопротивления при рабочих напряжениях, напряжения насыщения (для вакуумного фотоэлемента) и напряжения зажигания (для газонаполненного фотоэлемента), при использовании фотоэлементов в технической аппаратуре и научных исследованиях приходится пользоваться еще некоторыми другими характеристиками и параметрами. Из них важнейшими являются длинноволновая граница и спектральная характеристика фотоэлемента. Спектральная характеристика фотоэлемента близка к соответствующей характеристике его катода, от которой она отличается только из-за поглощения света в материале окна. Если окно стеклянное, то эта поправка в основном сводится к поглощению ультрафиолетовой части, а в видимой и инфракрасной частях можно пользоваться спектральными характеристиками фотокатодов. Из сказанного следует, что при использовании фотоэлемента нужно прежде всего знать природу катода, что и находит свое отражение в маркировке фотоэлементов, где первые одна или две буквы указывают материал катода, а следующая — характер разряда: например, СЦВ — фотоэлемент вакуумный (электронного разряда) с сурьмяно-цезиевым [СЦ] катодом, ЦГ — фотоэлемент газонаполненный (темного разряда) с кислородно-цезиевым [КЦ] катодом.

Спектральные характеристики КЦ- и СЦ-фотокатодов были приведены на рис. 157 и 159 (ч. I). Ими можно пользоваться для фотоэлементов, эмиттирующих электроны в ту же сторону, откуда падает свет (как в фотоэлементах на рис. 266). Во многих приборах (электронно-оптические преобразователи, телевизионные трубки и др.) применяются полупрозрачные фотокатоды, освещаемые со стороны, противоположной выходу электронов. Спектральные характеристики этих фотокатодов, работающих «на просвет», имеют иной вид вследствие неодинакового поглощения различных частей спектра в толще самого катода, играющей роль светофильтра по отношению к его эмиттирующей поверхности. В СЦ-катоде сильнее поглощается коротковолновая часть спектра, и поэтому в области волн короче  $5000 \text{ \AA}$  обнаруживается понижение характеристики (кривая *b* на рис. 270). Влияние поглощения для полупрозрачных КЦ-катодов выражается в ослаблении длинноволнового максимума (кривая *a* на рис. 270).

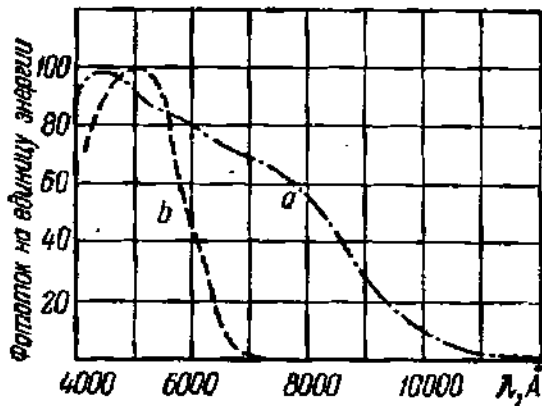


Рис. 270. Спектральные характеристики полупрозрачных фотокатодов

*a* — СЦ-катода; *b* — КЦ-катода.

Не лишним будет напомнить, что максимум чувствительности обычного СЦ-катода лежит при  $3000\text{—}4200 \text{ \AA}$  (вследствие поглощения в стекле он может передвинуться на интервал  $4000\text{—}4500 \text{ \AA}$ ) и катод сохраняет высокую чувствительность в фиолетово-зеленой части спектра. Максимум чувствительности КЦ-катода находится около  $8000 \text{ \AA}$ , и он более чувствителен к инфракрасным и красным лучам. Эти свойства СЦ- и КЦ-катодов необходимо учитывать при выборе фотоэлемента для работы с источником излучения того или иного спектрального состава.

Зависимость фототока от величины светового потока, падающего на окно фотоэлемента, называется световой характеристикой. По закону Столетова, световая характеристика должна быть прямолинейной, и действительно, все фотоэлементы в известных пределах, достаточных, как правило, для практики, имеют прямолинейную световую характеристику не только для монохроматического, но и для белого света. Отклонения от прямолинейности наблюдаются при очень сильных освещенностях катода и связаны с различными побочными обстоятельствами. Например, для СЦ-катодов, нанесенных на стекло и имеющих большое омическое сопротивление вдоль слоя, нарушение линейности связано с большим сопротивлением катодного слоя и его неэквипотенциальностью, для газонаполненных фотоэлементов — с влиянием пространственных зарядов и т. д. При сильном и продолжительном освещении отклонения от линейности могут быть вы-

явлены. В СЦ-катоде сильнее поглощается коротковолновая часть спектра, и поэтому в области волн короче  $5000 \text{ \AA}$  обнаруживается понижение характеристики (кривая *b* на рис. 270). Влияние поглощения для полупрозрачных КЦ-катодов выражается в ослаблении длинноволнового максимума (кривая *a* на рис. 270).

званы утомлением (см. ч. I, § 20). Однако нарушения линейности при сильных освещенностях не очень мешают использованию фотоэлементов, так как световой поток нетрудно ослабить в нужной степени. При измерении слабых световых потоков приходится учитывать темновой ток фотоэлемента, который складывается из термоэлектронного тока катода и тока утечки по баллону и цоколю. Темновые токи промышленных фотоэлементов лежат в пределах  $10^{-7}$ — $10^{-8}$  а; из обеих составляющих темнового тока обычно преобладает ток утечки.

Утомление, или утомляемость, фотоэлементов проявляется в некотором смещении спектральной характеристики, не имеющем большого значения для практики, и в падении интегральной чувствительности. Физическое объяснение утомления было дано раньше (ч. I, § 20).

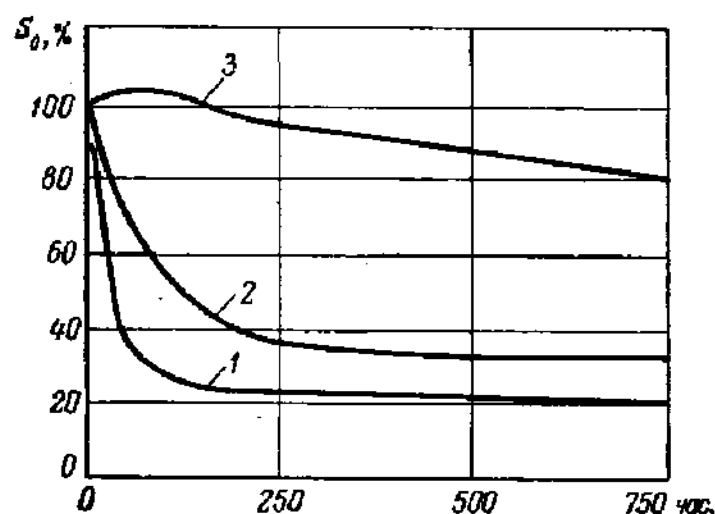


Рис. 271. Кривые утомляемости фотоэлементов.

1 — газового с КЦ-катодом; 2 — вакуумного с КЦ-катодом; 3 — вакуумного с ЦГ-катодом. Чувствительность выражена в процентах от чувствительности  $S_0$  при частоте модуляции света, равной нулю.

Кривые утомляемости, измеренные при непрерывном освещении для трех типов промышленных фотоэлементов, даны на рис. 271. Утомлению, как видно из рисунка, особенно подвержены фотоэлементы типа ЦГ, теряющие свыше 70% начальной чувствительности. Следует, однако, иметь в виду, что во время эксплуатации, например, в звуковоспроизводящих установках фотоэлементы обычно работают не в режиме непрерывного освещения, что уменьшает влияние утомления.

Для работы с модулированным светом большое значение имеет зависимость чувствительности от частоты. Эта зависимость изображается частотной характеристикой фотоэлемента, показывающей, как меняется переменная составляющая фототока при изменении частоты модуляции света. Переменная составляющая фототока может зависеть от частоты, во-первых, из-за паразитных емкостей схемы, а во-вторых,

емкости самого фотоэлемента. На частотную характеристику должна оказывать также влияние инерционность процесса формирования фототока. В вакуумных фотоэлементах это явление может стать заметным только при частотах, далеко превышающих звуковые. В самом деле, время самого акта фотоэлектронной эмиссии (поглощение фотона и прохождение электрона через поверхностный барьер) меньше  $10^{-9}$  сек, а время пролета электронов при нормальных напряжениях и размерах величина порядка  $10^{-8}$  сек; эта последняя величина и дает порядок времени формирования тока.

В газонаправленных фотоэлементах дело обстоит сложнее. При модулированном освещении нужно оценить время возникновения и исчезновения фототока. Время возникновения по порядку равно времени прохождения немногих (трех-четырех) ионно-электронных лавин. Это время порядка  $10^{-4}$  сек (см. ч. I, § 27). Но у газонаполненных фотоэлементов падение чувствительности начинается уже при частотах 5000—6000 гц (рис. 272). Это объясняют, во-первых, дли-

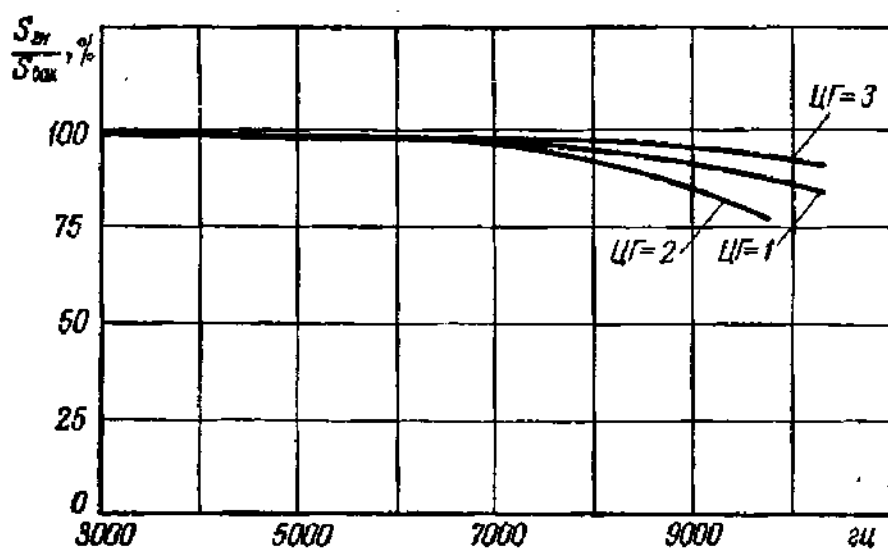


Рис. 272. Отношение интегральных чувствительностей газонаполненного и вакуумного фотоэлементов  $\frac{S_{газ}}{S_{вак}}$  в зависимости от частоты.

В исследуемом интервале частот  $S_{вак}$  практически постоянна. Измерено при световом потоке 0,03 л.м.

тельностью процесса рекомбинации, за счет которой происходит деионизация разрядного промежутка в отсутствии напряжения, и, во-вторых, влиянием долгоживущих метастабильных атомов, могущих попадать на катод спустя много времени после прекращения освещения. Падение чувствительности в области высоких звуковых частот приводит к искажениям при воспроизведении звука.

Инерционность и связанная с ней не вполне удовлетворительная форма частотной характеристики — наиболее важный недостаток газо-

наполненных фотоэлементов. Этот и другие недостатки газонаполненных фотоэлементов (более короткий, чем у вакуумных фотоэлементов линейный участок световой характеристики, большее утомление и более неравномерное, чем у СЦВ-фотоэлементов, распределение чувствительности по поверхности катода, опасность зажигания) привели к постепенному вытеснению их вакуумными фотоэлементами и однокаскадными электронными умножителями, описанными ниже. Срок службы фотоэлементов определяется потерей чувствительности вследствие старения до величины, лежащей ниже допустимого предела. Старение, как уже было отмечено, наблюдается не только во время работы, но и во время хранения фотоэлемента в темноте. В литературе встречаются указания, что при хранении чувствительность может за год уменьшиться на 20% [Л.2.16, гл. X].

Сведения по технологии изготовления, конструкциям и техническим свойствам фотоэлементов можно найти в Л. 2.15; Л. 2.16; Л. 2.17. Сводка основных параметров некоторых фотоэлементов дана в табл. 2.

Таблица 2

Основные параметры некоторых фотоэлементов  
[Л.2.37]

Тип фотоэлемента	Номинальное рабочее напряжение [в]	Минимальная чувствительность [мкА/лм]	Минимальная чувствительность после 700—1000 часов работы [мкА/лм]	Темновой ток (максимальное значение) [а]	Максимальное снижение частотной характеристики в полосе 300—8000 гц [дБ]	Минимальное значение напряжения зажигания [в]	Длинноволновая граница [Å]
ЦВ-3	—	20	—	$10^{-7}$	—		11 000—12 000
СЦВ-3	240	80	60	$10^{-7}$	—3*)		6500—7500
СЦВ-4	240	80	60	$10^{-8}$	—3*)		
ЦГ-3	240	100	25	$10^{-7}$	—5	300	11 000—12 000
ЦГ-4	240	100	25	$10^{-7}$	—7	300	

\*) Падение объясняется влиянием междуэлектродной емкости.

**3. Повышение чувствительности фотоэлектрических приборов.**  
**Принцип вторичноэлектронного умножения.** Фотоэлементы, серийное производство которых уже в течение многих лет налажено во всех промышленно развитых странах, получили обширное применение в автоматике и регулировании, в устройствах для химического анализа и контроля и световых измерениях, в фототелеграфии и звуковом кино. В очень многих случаях, в частности, в звуковоспроизводящих установках, фотоэлемент не развивает в нагрузке мощности, достаточной для приведения в действие того прибора, который должен контролироваться световым потоком через посредство фотоэлемента, и приходится прибегать к усилению фототоков. Это усложняет и удорожает фотоэлектрическое устройство. При регистрации очень слабых световых потоков предел чувствительности фотоэле-

мента определяется его шумами (см. гл. 5, § 46), т. е. флуктуациями фототока, связанными с его дискретной природой. Усиление очень слабого сигнала может оказаться бесполезным, так как шум будет усиливаться одновременно с сигналом. Потребность в измерении очень слабых световых потоков существует, например, в астрофизике.

Таким образом, с одной стороны, встал вопрос о разработке фотоэлектрического прибора, который позволил бы обходиться без лампового усилителя или, по крайней мере, дал возможность уменьшить число ступеней усиления, и, с другой стороны, выявилась нужда в фотоэлектрическом приборе с более высоким пределом чувствительности или, что практически почти то же самое, с более благоприятным отношением сигнал/шум, чем фотоэлемент.

Вполне понятен поэтому тот интерес, с которым были встречены первые работы Л. А. Кубецкого (1930 г.), П. В. Тимофеева (1935 г.), а также зарубежных исследователей — Фарнsworthа (1934 г.), Зворыкина (1936 г.), Клюге и Вейсса (1936 г.) по фотоэлектронным умножителям (ФЭУ) — электровакуумным приборам, в которых был применен метод каскадного усиления фототоков с помощью вторичной эмиссии\*). Идею вторичноэлектронного усиления можно сформулировать так: первичный поток электронов направляется на вторичноэлектронный эмиттер (динод), коэффициент вторичной эмиссии которого  $\sigma > 1$ ; усиленный на первом эмиттере поток электронов направляется на второй эмиттер, со второго эмиттера на третий и т. д. В случае отсутствия каких-либо потерь электронов и одинаковом для всех эмиттеров  $\sigma$  должно быть

$$I_1 = \sigma I_{\Phi}, \quad I_2 = \sigma I_1, \quad \dots, \quad I_n = \sigma I_{n-1}, \quad (34.4)$$

где  $I_{\Phi}$  — фототок, а  $I_1, I_2, \dots$  — токи между и первым и вторым эмиттерами, между вторым и третьим эмиттерами и т. д. Ток на выходе после  $n$  усилений равен

$$I_n = \sigma^n I_{\Phi}. \quad (34.5)$$

Этот процесс называется каскадным вторичноэлектронным умножением (усилением). Легко видеть, что вторичноэлектронный умножитель фототоков создает перспективу разрешения обеих сформулированных выше задач. Принцип вторичноэлектронного усиления может быть применен не только к фототокам. Существуют, например, усилительные электронные лампы, в которых для увеличения крутизны используется вторичная эмиссия (см. гл. 5, § 47).

Если переход электронов от одного эмиттера к другому сопровождается каждый раз потерей некоторой доли электронов, то уравнения (34.4) следует написать в виде

$$I_1 = \chi_1 \sigma I_{\Phi}, \quad I_2 = \chi_2 \sigma I_1, \quad \dots, \quad I_n = \chi_n \sigma I_{n-1}, \quad (34.6)$$

\*) Л. А. Кубецкий, Авт. свид. № 24 040, заявленное 4 августа 1930 г. Сведения о других ранних работах по ФЭУ см., например, [Л. 2.16, стр. 240].

где  $\chi_1, \chi_2, \dots$  — множители, меньшие единицы, но  $\sigma$  по-прежнему считается для всех эмиттеров одинаковым. Из уравнений (34.6) имеем:

$$I_n = \chi \sigma^n I_\phi, \quad (34.7)$$

где  $\chi = \chi_1 \chi_2 \dots \chi_n$ . Коэффициент усиления фототока равен

$$M = \frac{I_n}{I_\phi} = \chi \sigma^n. \quad (34.8)$$

Чтобы обеспечить вторичную эмиссию, нужно повышать напряжение от эмиттера к эмиттеру. Это приводит к схеме рис. 273. Напряжения на каскадах  $U_{01}, U_{12}, \dots, U_{n-1,n}$  могут быть различны, но обычно

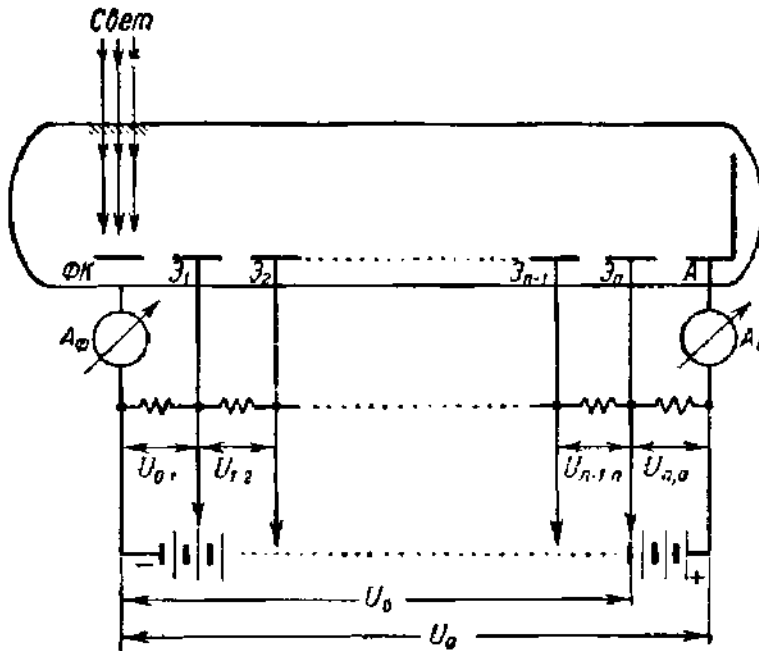


Рис. 273. Принципиальная схема вторичноэлектронного умножителя.

их удастся делать одинаковыми, что практически удобно, так как дает возможность подбирать только общее напряжение  $U_0$ , а не напряжение каждого эмиттера в отдельности. Полагая  $U_{01} = U_{12} = \dots = U_{n-1,n} = U$ , получим, что напряжение питания будет

$$U_a = nU + U_{na}. \quad (34.9)$$

Как было отмечено в ч. I, § 20, зависимость  $\sigma$  от напряжения  $U$ , ускоряющего первичные электроны, можно выразить эмпирической формулой

$$\sigma = AU \exp[-\mu U], \quad (34.10)$$

$$A = e \frac{\sigma_{\max}}{U_{\max}}, \quad \mu = \frac{1}{U_{\max}}, \quad (34.11)$$

где  $\sigma_{\max}$  — максимальное значение коэффициента вторичной эмиссии и  $U_{\max}$  — соответствующее ему первичное напряжение,  $e$  — основание



натуральных логарифмов. Из формул (34.8) и (34.10) следует:

$$M = \chi A^n U^n \exp(-\mu U_0) = \chi \left[ \frac{AU_0}{\pi} \right]^n e^{-\mu U_0}. \quad (34.12)$$

Коэффициент  $\chi$  можно считать независимым от напряжения  $U$ , так как при пропорциональном изменении напряжений на электродах, которое получается, если в схеме рис. 273 изменять напряжение питания  $U_a$ , траектории электронов не меняются, если скорости вылета электронов можно считать малыми.

Зная зависимость  $\sigma$  от напряжения, можно решить ряд задач, возникающих при конструировании и эксплуатации умножителей. Для получения наибольшего  $M$  в изготовленном умножителе нужно подавать на каждый из эмиттеров напряжение  $U = U_{\max}$ , с тем чтобы получить наибольшее возможное  $\sigma = \sigma_{\max}$ . Однако для всех эмиттеров с высоким  $\sigma$  этому наиболее выгодному режиму будет соответствовать неприемлемо большое значение  $U_a = U_0 + U_{\max}$ . Например, для сурьмяно-цезиевых эмиттеров  $U_{\max} \approx 500$  в и при  $n = 10$   $U_a \approx 5000$  в.

Решим теперь задачу, имеющую значение для конструирования умножителя, а именно, найдем значение  $n = n_{\text{опт}}$ , которому при заданном значении  $U_0 = nU$  соответствует наибольшее усиление. Определив из (34.12) производную  $\frac{dM}{dn}$  и приравняв ее нулю, после несложных вычислений получим:

$$n_{\text{опт}} = \frac{\sigma_{\max}}{U_{\max}} U_0. \quad (34.13)$$

Подстановка в формуле (34.12)  $n = n_{\text{опт}}$  дает

$$M_{\text{опт}} = \chi \exp \left\{ \frac{U_0}{U_{\max}} (\sigma_{\max} - 1) \right\}. \quad (34.14)$$

Например, для сурьмяно-цезиевых эмиттеров ( $\sigma_{\max} \approx 9$ )  $U_{\max} \approx 500$  в; при  $U_0 = 1000$  в из (34.13) получается  $n_{\text{опт}} = \frac{9 \cdot 1000}{500} = 18$  и по (34.14) при  $\chi = 1$   $M \approx 9 \cdot 10^6$ . На практике, однако, редко применяют более 13—14 каскадов, чтобы не усложнять чересчур конструкцию умножителя. Коэффициент рассеяния электронов  $\chi$  приходится определять с помощью специальных расчетов (например, из построения траекторий электронов). Существует способ вычисления  $M$  и  $n$  для заданного  $U_0$  по экспериментальной характеристике усиления каскада, где коэффициент  $\chi$  оказывается учтенным [Л. 2.17, гл. 3, § 11]. В одной из конструкций умножителя (умножитель Тимофеева) было найдено из опыта, что  $\chi = 0,99 - 0,98$ .

**4. Однокаскадные фотоумножители.** Устройство наиболее простого однокаскадного фотоумножителя (старое название — «фотодинаatron»\*) показано на рис. 274. На стекло колбы нанесены фото-

\*) Динаatronным эффектом в теории электронных ламп называют влияние вторичной эмиссии на электронные токи, текущие на электроды лампы. Отсюда и произошло название «фотодинаatron».

катод *1* и вторичноэлектронный эмиттер *2*; редкая сетка *3* служит анодом. Почти все фотоэлектроны проходят через сетку и попадают на эмиттер, а вторичные электроны при достаточном напряжении ( $U_a - U_{эм}$ ) полностью собираются анодом и образуют анодный ток, почти в  $\sigma$  раз больший фототока ( $\sigma$  — коэффициент вторичной эмиссии).

Изготавливаемые отечественной промышленностью однокаскадные фотоумножители ФЭУ-1 и ФЭУ-2 имеют сурьмяно-цезиевые фотокатод и эмиттер и изготавливаются в колбах обычных фотоэлементов СЦВ-4 и СЦВ-3. Спектральная характеристика ФЭУ-1 и ФЭУ-2, очевидно, такая же, как и СЦВ-фотоэлементов. Вторичная эмиссия является малоинерционным процессом и, как видно из частотных характеристик ФЭУ-1 и ФЭУ-2, падения чувствительности нет вплоть до очень высоких

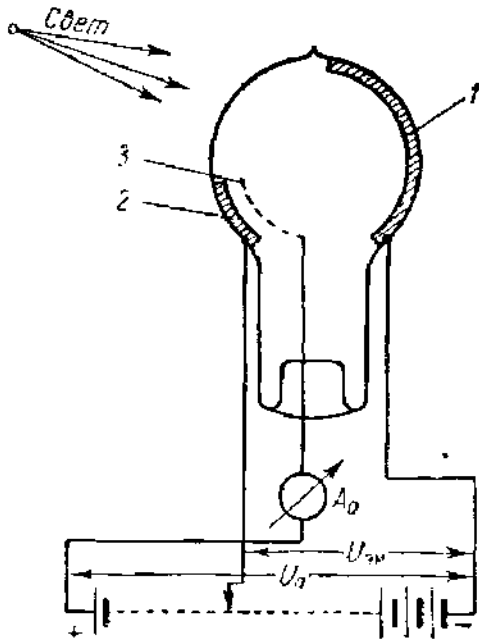


Рис. 274. Устройство однокаскадного фотоумножителя и схема его включения.

*1* — фотокатод; *2* — вторичноэлектронный эмиттер; *3* — анод.

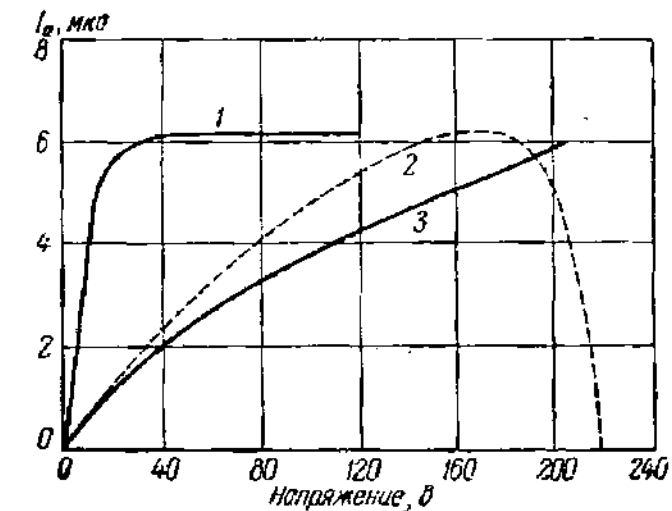


Рис. 275. Характеристики однокаскадного фотоумножителя.

*1* — анодная; *2* — эмиттерная; *3* — общая вольт-амперная.

частот. Сурьмяно-цезиевый эмиттер может давать усиление фототока в семь-восемь раз, так что минимальная гарантированная интегральная чувствительность ФЭУ-1 и ФЭУ-2 составляет 400 мкА/ла. Световая характеристика ФЭУ-1 и ФЭУ-2 линейна в пределах, достаточных для практики.

Напряжения, которые следует подавать на электроды, можно найти из вольт-амперных характеристик фотоумножителя, измеренных при постоянном световом потоке. В качестве примера на рис. 275 приведены характеристики ФЭУ-1. Из анодной характеристики (кривая *1*), изображающей зависимость анодного тока  $I_a$  от напряжения ( $U_a - U_{эм}$ ) между анодом и эмиттером, видно, что в режиме насыщения тока вторичных электронов, когда все они попадают на анод, ( $U_a - U_{эм}$ ) > 35 в. Очевидно, в этом режиме и следует работать.

Если измерять зависимость  $I_a$  от напряжения на эмиттере  $U_{эм}$ , при постоянном значении напряжения питания  $U_a = 220$  в, то получается эмиттерная характеристика (кривая 2). На ней виден почти горизонтальный участок при  $U_{эм}$ , лежащем между 160 и 180 в, где, с одной стороны,  $U_{эм}$  достаточно велико, чтобы получилась достаточно хорошая фокусировка первичных электронов на эмиттере и большое  $\sigma$ , и, с другой, сохраняется еще режим насыщения. При  $U_{эм} > 180$  в насыщение исчезает и кривая начинает падать. Рабочее значение  $U_{эм}$  для ФЭУ-1, равное 170 в, лежит посередине почти горизонтального участка, где чувствительность мало меняется при случайных колебаниях  $U_{эм}$ .

Кривая 3 дает зависимость  $I_a$  от  $U_a$  при постоянном значении  $U_{эм}/U_{эм}$  и называется общей вольт-амперной характеристикой. Так как коэффициент усиления фототока равен

$$M = \frac{I_a}{I_\phi}$$

и фототок  $I_\phi$  при постоянном световом потоке остается также постоянным, то кривая 3 передает характер зависимости  $M$  от напряжения питания  $U_a$ . Для перехода к кривой зависимости  $M(U_a)$  нужно ординаты кривой 3 умножить на постоянный множитель. Для СЦ-фотокатода чувствительность равна 80 мка/лм и при  $L = 0,01$  лм  $I_\phi = 0,8$  мка. Следовательно, при  $U_a = 220$  в  $M = 7,5$ .

Фотоумножители с катодом и эмиттером на стекле были разработаны под руководством проф. П. В. Тимофеева, после чего было налажено их серийное изготовление на заводах. С 1952 г. ФЭУ-1 и ФЭУ-2 полностью заменили фотоэлементы типа ЦГ в аппаратуре звукового кино, так как они обладают лучшими частотными характеристиками, чем фотоэлементы типа ЦГ, имеют более высокую чувствительность, меньшую утомляемость и большой срок службы (более 1000 часов).

**5. Многокаскадные фотоумножители.** Главной задачей при построении многокаскадного умножителя является разработка устройства, направляющего с наименьшими потерями поток электронов от эмиттера к эмиттеру и, наконец, на анод. Это устройство должно быть по возможности простым в изготовлении и малогабаритным, не должно требовать применения высоких напряжений и сильных магнитных полей и не должно осложнять процесса обработки фотокатода и вторичных эмиттеров, который на своем заключительном этапе проводится в смонтированном приборе в вакууме.

Спектральные характеристики фотоумножителей, как и обычных фотоэлементов, полностью определяются материалом фотокатода и поглощением света при прохождении через окошко. К сказанному ранее по этому вопросу нет нужды что-либо добавлять. Последние эмиттеры многокаскадного фотоумножителя могут сильно нагреваться электронной бомбардировкой. Поэтому их следует изготавливать из

материалов, не только имеющих большие  $\sigma$ , но и способных устойчиво работать при нагревании. Этот вопрос был освещен в ч. I, § 20. Ниже описаны некоторые конструкции, получившие применение в промышленных фотоумножителях.

В фотоумножителе Кубецкого для управления электронным потоком применяются скрещенные электрические и магнитные поля. В скрещенных полях, если они оба однородны и начальные скорости электронов малы, как это имеет место при фотоэмиссии и вторичной эмиссии, движение электронов будет происходить по циклоидам (§ 2, гл. 1, ч. I), и электроны будут периодически, через равные промежутки, возвращаться к одной и той же плоскости.

Умножитель Кубецкого представлен на рис. 276. Он совершенно не имеет монтированных электродов, а эмиттеры, имеющие форму наклонных колец, анод и фотокатод, расположенные на концах трубки, нанесены прямо на стекло. Магнитное поле, перпендикулярное к плоскости рисунка, создается обычно постоянным магнитом. При таком расположении электронный поток лежит



Рис. 276. Фотоумножитель Кубецкого.

К — катод; Э<sub>1</sub>, Э<sub>2</sub> — эмиттеры; А — анод. ОК — охранный кольцо.

всегда вблизи плоскости, проведенной через ось перпендикулярно к магнитному полю (в плоскости рисунка), и рабочими местами эмиттеров являются нижние части колец. Ускоряющее электрическое поле на рабочей части кольца создается находящейся над ней верхней частью следующего кольца, имеющего более высокое напряжение. Хотя электрическое поле довольно далеко от однородности, траектории по форме подобны циклоидам и можно подобрать магнитное поле и напряжения эмиттеров так, что электрический поток будет переходить, усиливаясь, с одного кольца на другое.

Необходимость применения магнита, от напряженности поля которого чувствительность зависит довольно резко, представляет известные неудобства для электровакуумного прибора. Преимуществом трубки Кубецкого является ее конструктивная простота. Трубка Кубецкого с сурьмяно-цезиевыми и кислородно-цезиевыми фотокатодами и серно-медно-цезиевыми эмиттерами выпускаются промышленностью под маркой ФЭУ-14 и ФЭУ-15.

Главное внимание исследователей, как советских, так и зарубежных, было обращено на разработку умножителей с чисто электростатическим управлением. В настоящее время существует несколько типов умножителей с электростатическим управлением, выпускаемых промышленностью.

Фотоумножитель С. А. Векшинского, известный под названием умножителя сквозного действия, представляет собой систему из 10 — 15 параллельно расположенных электродов, каждый из которых

имеет конструкцию, показанную на рис. 277, а. Перед каждым электродом расположена сетка, соединенная с ним.

Система электродов обрабатывается соответствующим образом для получения большого  $\sigma$ , и на каждый последующий электрод подается

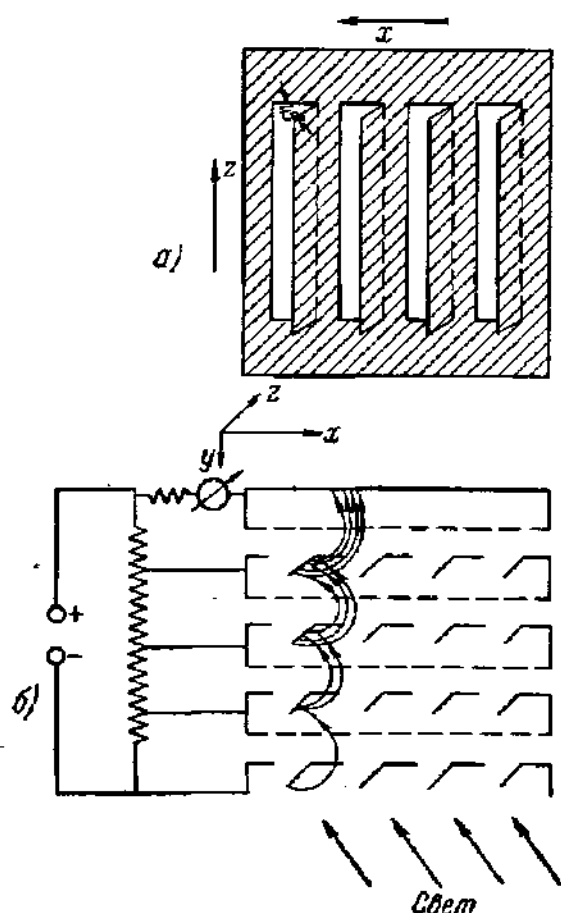


Рис. 277. Фотоумножитель Векшинского.

напряжение большее, чем на предшествующий. На рис. 277, б схематически показан переход электронного потока с одного эмиттера на другой. Траектории электронов можно исследовать методом резиновой мембраны, так как электрическое поле здесь двумерное. Умножители сквозного действия изготавливались серийно как в СССР, так и за рубежом. В отечественных ФЭУ сквозного действия применялись СЦ-эмиттеры и обработка близко расположенных друг к другу эмиттеров парами цезия встречала известные трудности. Возможно, конечно, применение сплавных эмиттеров, не требующих обработки в парах Cs, однако есть ряд конструкций ФЭУ с электростатическим управлением, где поверхность эмиттеров вполне доступна. Таковы ФЭУ конструкции П. В. Тимофеева и ФЭУ с корытообразными электродами.

Одна из конструкций ФЭУ П. В. Тимофеева изображена на

рис. 278. Эмиттеры имеют форму полуцилиндров и располагаются один против другого так, что край одного эмиттера приходится против середины другого. Электрическое поле, направляющее электроны с одного эмиттера на другой, создается последовательно повышающимися напряжениями эмиттеров и напряжением, поданным на коническую сетку, служащую одновременно анодом. Исследуя экспериментально на модели поле этой системы электродов, удастся подобрать такую форму сетки, при которой электроны почти без потерь переходят от эмиттера к эмиттеру (потери не превышают 1—2%). ФЭУ Тимофеева изготавливаются с КЦ- и СЦ-катодами, как нанесенными на металл, так и полупрозрачными, с 12 и 13 каскадами усиления. В них применяют кислородно-магние-вые эмиттеры на основе алюминиевомагниевого сплава.

Фотоумножители с корытообразными электродами были впервые предложены Меховым (1937 г.) и Лепешинской, но конструктивно

разработаны и доведены до стадии промышленного освоения Зворыкинским и Райхманом в США. Сечения электродов двух конструкций умножителей этого типа показаны на рис. 279; конструкция, показанная на рис. 279, б, дает возможность построить малогабаритный умножитель с большим числом каскадов. Как уже было отмечено выше (ч. I, § 8), при подборе профиля электродов и их напряжений Зворыкинским с успехом был использован метод резиновой мембраны,

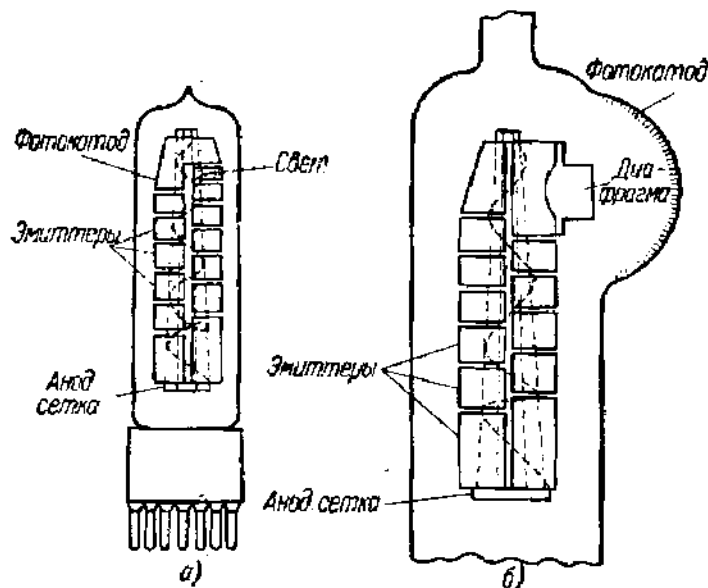


Рис. 278. Одна из конструкций умножителей Тимофеева.

Электростатическая фокусировка с помощью корытообразных электродов применяется в большинстве американских умножителей, а также в отечественных умножителях ФЭУ-17, ФЭУ-18 и ФЭУ-19.

Основными характеристиками многокаскадного умножителя можно считать спектральную, частотную и световую характеристики, общую вольт-амперную характеристику  $I_a = f_a(U_a)$ , измеренную при неизменном распределении напряжения  $U_a$  между электродами, вместо которой часто пользуются зависимостью  $I_a/I_\Phi = M = f_m(U_a)$ , анодную характеристику  $I_a = f_{na}(U_{na})$  и характеристику темнового тока  $I_T = f_T(U_a)$ .

Промышленные фотоумножители изготавливаются с нанесенными на металл или полупрозрачными СЦ- и КЦ-фотокатодами. Материал фотокатода и поглощение света в окне умножителя определяют вид спектральной характеристики. В этом отношении нет разницы между многокаскадными и однокаскадными умножителями. Частотные характеристики умножителей всех типов не показывают уменьшения чувствительности вплоть до очень высоких частот (что было проверено, например, для умножителя Тимофеева до 50 мггц). Это вполне понятно, так как ток в многокаскадном умножителе чисто электронный.

Анодная характеристика  $I_a = f_{na}(U_{na})$  имеет такой же вид, как соответствующая характеристика однокаскадного выпрямителя. Электроны, вышедшие с последнего эмиттера, полностью собираются на

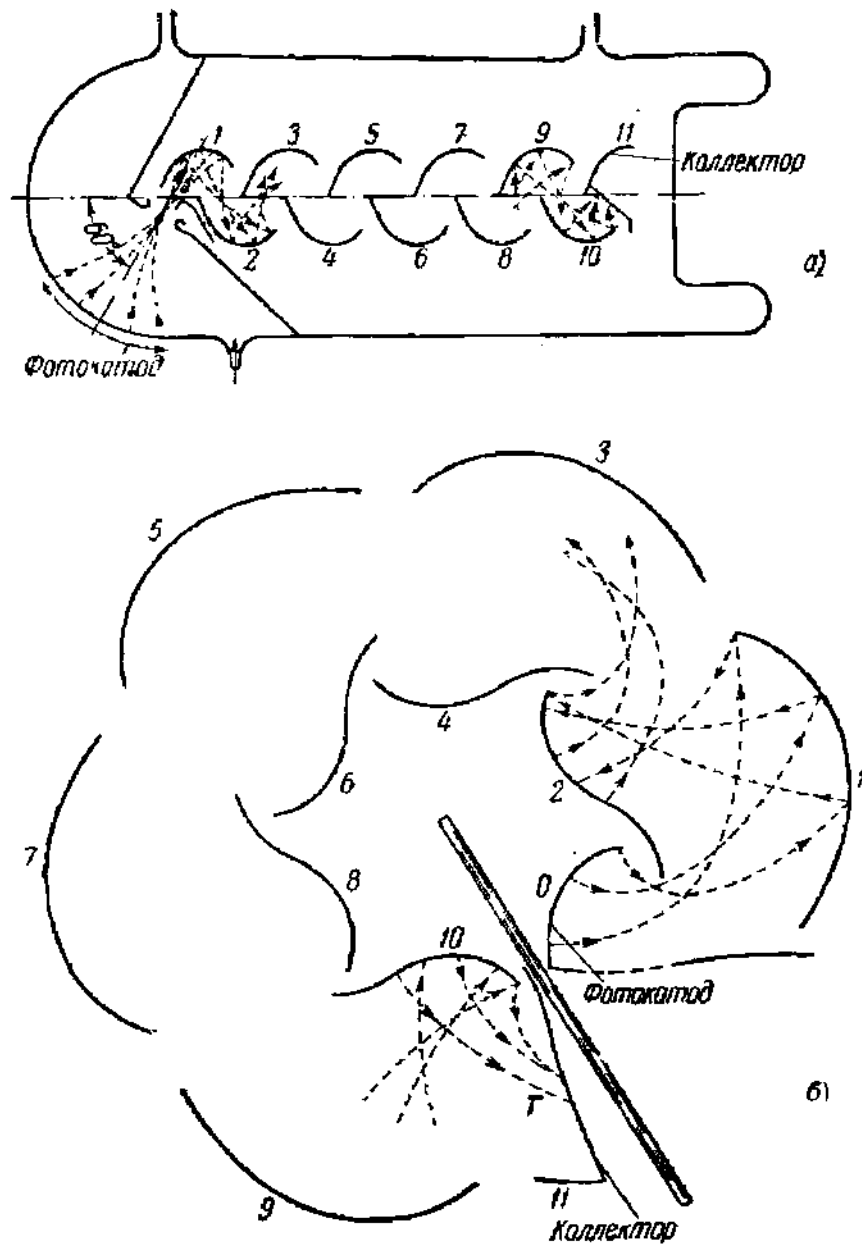


Рис. 279. Фотоумножители с корытообразными электродами.

Цифрами 1, 2, ... отмечены вторичноэлектронные эмиттеры.

аноде при  $U_{na}$ , равном нескольким десяткам вольт. При очень больших  $U_{na}$  часть электронов попадает на анод, минуя последние эмиттеры, и анодный ток  $I_a$  начинает уменьшаться (рис. 280).

Типичная зависимость коэффициента усиления  $M$  и интегральной чувствительности  $S = S_{фг} M$  от напряжения питания  $U_a$  для умножителя с электростатической фокусировкой приведена на рис. 281. Он дает представление о величинах этих параметров, доступных для

промышленных фотоумножителей. Из рисунка видно, что возможно получить чувствительность порядка  $10 \text{ а/лм}$  и более. Но выходной

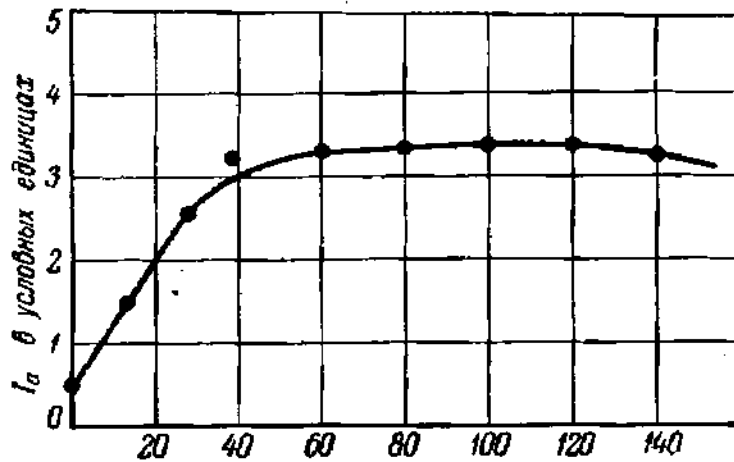


Рис. 280. Анодная характеристика многокаскадного фотоумножителя; по оси абсцисс отложено  $U_{па}$ , в.

анодный ток в лучшем случае может достигать нескольких миллиампер, иногда даже десятых миллиампера. Максимальный анодный

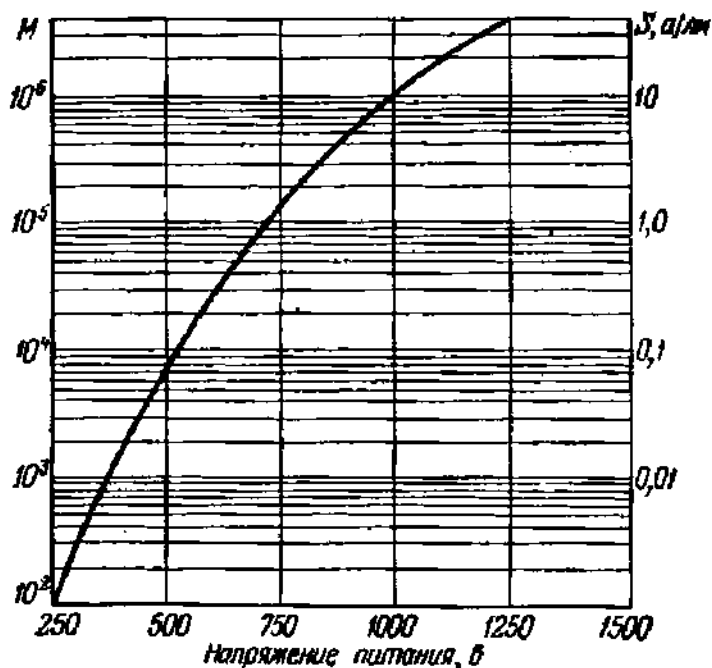


Рис. 281. Зависимость коэффициента усиления  $M$  и интегральной чувствительности  $S$  многокаскадного умножителя от напряжения питания.

ток является важным параметром фотоумножителя, так как при превышении его может произойти разрушение ближайших к аноду эмиттеров, на которые идет наиболее сильный ток.



Принимая  $(I_a)_{\max} = 1 \text{ ма}$ ,  $M = 10^6$ , получим  $(I_{\phi})_{\max} = 10^{-3} \text{ мка}$ , что соответствует при  $S_{\text{фк}} = 80 \text{ мка/лм}$  (СЦ-катод) максимальному световому потоку  $10^{-3}/80 = 1,25 \cdot 10^{-5} \text{ лм}$ . Максимальный световой поток, измеряемый фотоумножителями, не превышает обычно  $10^{-4} - 10^{-5} \text{ лм}$ .

Максимальный допустимый ток определяется не только опасностью выхода из строя умножителя, но и возникающей при больших усилениях нестабильностью параметров вследствие утомления фотокатода и эмиттеров, в первую очередь последних. Утомление наблюдается и при слабых анодных токах (доли микроампера) и заметно усиливается при увеличении тока. Утомление умножителей делается заметным, особенно при сильных токах, уже в первые десятки минут непрерывной работы. Поэтому при точных измерениях приходится ограничивать выходной ток  $0,1 - 1 \text{ мка}$ . Сплавные эмиттеры утомляются гораздо слабее, чем СЦ- и КЦ-эмиттеры. Фотоумножители, как и фотоэлементы, подвержены старению, которое проявляется в уменьшении чувствительности. Старение наблюдается и при хранении умножителей. Его объясняют действием остаточных газов на эмиттирующую поверхность.

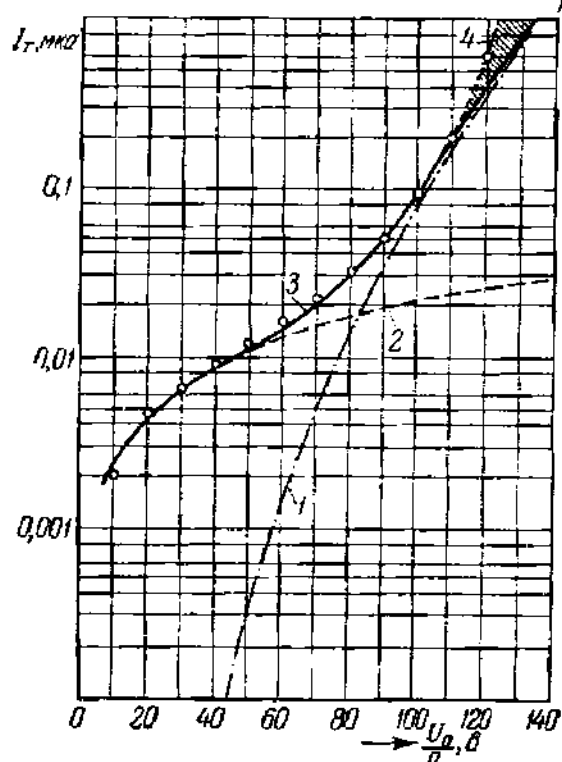


Рис. 282. Зависимость термоэлектронного тока фотокатода (кривая 1), тока утечки (кривая 2) и суммарного темнового тока (кривая 3) от каскадного напряжения.

Цифрой 4 отмечена область нестабильного режима.

Порог чувствительности, т. е. наименьший доступный регистрации световой поток, зависит от флуктуаций в измерительной схеме, маскирующего эффекта, создаваемого световым потоком. Флуктуации имеют место как в самом ФЭУ, так и в других элементах схемы (нагрузочное сопротивление, усилительные лампы). Ток в ФЭУ, представляющий собой поток электронов, испытывает случайные колебания — это явление называется дробовым эффектом. Теория дробового эффекта в фотоэлементах и ФЭУ изложена ниже (§ 46) вместе с теорией дробового эффекта в электронных лампах. Здесь следует отметить, что ток через ФЭУ включает в себя,

кроме усиленного фототока, также и темновой ток, который вблизи порога чувствительности составляет большую часть полного тока. Порог чувствительности поэтому зависит от флуктуаций темнового тока и, очевидно, выгодно иметь в ФЭУ как можно меньший темновой ток. Деталь-

ный анализ вопроса см. [Л.4.26, гл. VII]. Темновой ток умножителя состоит из нескольких составляющих, зависимость которых от каскадного напряжения  $U = U_0/n$  изображена на рис. 282. При напряжениях  $U < 50$  в преобладает ток утечки по поверхности баллона, который не усиливается умножителем. Но при нормальных каскадных напряжениях, занимающих интервал примерно 60—110 в, в темновом токе преобладает термоэлектронный ток фотокатода и эмиттеров, который усиливается вместе с фототоком. Плотность термотока с СЦ-катода достигает при комнатной температуре  $10^{-14} - 10^{-15}$  а/см<sup>2</sup>, а с КЦ-катода даже  $10^{-12} - 10^{-13}$  а/см<sup>2</sup>. При усилении порядка  $10^6$  в КЦ-катоде темновой ток может, как видно, достигнуть величины порядка микроампер.

Для уменьшения темнового тока умножитель иногда охлаждают жидким воздухом. Заштрихованной области, начинающейся на рис. 282 при  $U \approx 110$  в, соответствуют быстрый рост темнового тока и его нестабильность. В этом режиме проявляется обратная связь между выходным анодным током и током с катода, которая может быть ионной и оптической природы. Электроны ионизируют атомы остаточного газа, которые, двигаясь по тем же траекториям, что и электроны, бомбардируют эмиттеры и катод, выбивая из них вто-

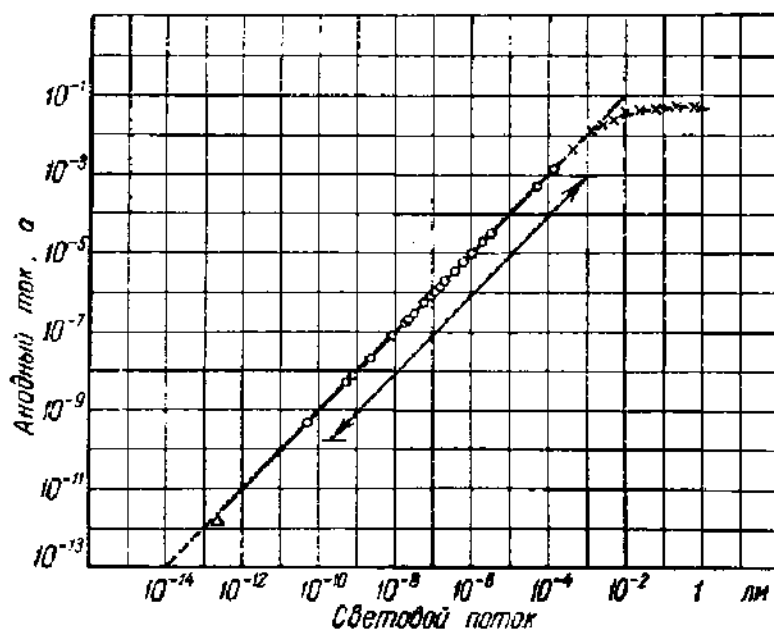


Рис. 283. Световая характеристика фотоумножителя, снятая при каскадных напряжениях  $U = 100$  в.

Стрелкой отмечена область, где отклонение от линейности меньше 3%.

ричные электроны, которые в свою очередь усиливаются умножителем. Этот процесс называется ионной обратной связью. Рассеянные электроны, попадающие на стенки баллона и на эмиттеры, могут вызвать катодолюминесценцию, излучение которой вызывает фотоэмиссию

Таблица 3

## Параметры некоторых промышленных фотоумножителей

Тип фотоумножителя	Число каскадов	Фотокатод	Фокусировка	Напряжение питания [в]		Максимальный анодный ток [мА]	Чувствительность [а/лм]	Темновой ток [а]
				миним.	макс.			
ФЗУ-18*)	13	СЦ	Электростатическая с корытообразным электродом	750	1500	0,1	57 (при $U_a = 800$ в)	$2 \cdot 10^{-9}$ (при чувствительности 1 а/лм)
ФЗУ-19*)	13	СЦ (полупрозрачн.)	То же	1000	1800	0,1	1,6 (при $U_a = 1250$ в)	$1,1 \cdot 10^{-9}$ (при чувствительности 1 а/лм)
Конструкция Тимофеева	13	СЦ (полупрозрачн.)	Электростатическая с конической сеткой	800	1200	4	40 — 80 (при $U_a = 1200$ в)	$10^{-8} - 10^{-9}$ (при $U_a = 1200$ в)
То же	13	КЦ (полупрозрачн.)	То же	800	1200	4	1,25 — 2,5 (при $U_a = 1200$ в)	$10^{-8}$ (при $U_a = 1200$ в)

\*) Данные из паспорта промышленного образца изготовления 1955 г.

с катода и эмиттеров, опять-таки усиливаемую умножителем. Это оптическая обратная связь. При заметной обратной связи с умножителем работать нельзя.

Причиной темнового тока может быть и автоэлектронная эмиссия, но, устраняя острые ребра и шероховатости на электродах, ее можно сделать малозаметной.

Описанными выше явлениями определяется линейный рабочий участок световой характеристики, пример которой приведен на рис. 283. Рабочий участок, в пределах которого отклонение от линейности не превышает 3%, отмечен стрелкой. Нарушение линейности при больших потоках вызвано, во-первых, утомлением, во-вторых, влиянием пространственных зарядов вблизи последних эмиттеров и анода.

В табл. 3 приведены параметры некоторых промышленных фотоумножителей отечественного производства. Для них в интервале рабочих напряжений  $M$  достигает  $10^6$ . Однако есть сведения о разработке умножителей, для которых  $M$  достигает  $10^9$ .

ФЭУ применяются во многих областях измерительной техники, из которых мы отметим здесь две (подробнее см. [Л. 4.26]). ФЭУ применяются в фотоэлектрической фотометрии, где они, по-видимому, вытеснили фотоэлементы во всех случаях, когда измеряются слабые световые потоки. Особо следует отметить астрономическую фотометрию, где с помощью ФЭУ удалось создать исключительно чувствительную и быстродействующую аппаратуру.

В курсах общей физики описывается метод регистрации отдельных быстрых частиц по визуальному наблюдению вспышек, производимых ими на люминесцирующем экране (метод сцинтилляций). Метод сцинтилляций был оставлен после изобретения газоразрядных счетчиков частиц (см. § 56). В настоящее время он вновь используется в сцинтилляционных счетчиках, в которых свет вспышки регистрируется с помощью ФЭУ. Сами сцинтилляции и весь процесс усиления в ФЭУ очень маломинерционны; поэтому сцинтилляционный счетчик характеризуется очень большой скоростью счета частиц, во много раз превосходящей скорость света газоразрядных счетчиков любого типа [Л. 4.21].

### § 35. Электроннооптические преобразователи

Электроннооптическим преобразователем\*) называется электронографический прибор, в котором изображение в инфракрасных лучах, спроектированное на фотокатод, с помощью электронного потока преобразуется в видимое изображение на экране, покрытом люминофором. Принцип действия ЭОП в общих чертах состоит в следующем: плотность фотоэлектронного тока,

---

\*) Комитетом технической терминологии для электроннооптических преобразователей (в этом параграфе для них будет применяться сокращенное обозначение ЭОП) предложено наименование «электронные преобразователи изображения», пока еще не вошедшее во всеобщее употребление.

по закону Столетова, пропорциональна освещенности, и следовательно, распределение эмиссии на фотокатоде воспроизводит распределение освещенности, т. е. оптическую картину. С помощью надлежащего электроннооптического устройства на экране получается электронное изображение фотокатода, и так как яркость катодolumинесценции пропорциональна плотности тока, то отсюда следует, что видимое изображение на экране воспроизведет опять-таки картину, которая была спроектирована на фотокатод.

Таким образом, ЭОП состоит из фотокатода, электроннооптической системы, переносящей электронное изображение с катода на экран, и самого экрана. Относительно выбора материала для фотокатода и экрана следует сказать немного. От фотокатода ЭОП требуется наибольшая возможная чувствительность к инфракрасным лучам. Как известно, этому требованию удовлетворяют кислородно-цезиевые фотокатоды. К люминофору для экрана не предъявляется никаких особых требований и для него пригодны любые люминофоры (см. § 31). Поэтому в дальнейшем к вопросу о материале для экранов и катодов ЭОП мы возвращаться не будем.

Главной задачей при разработке ЭОП является устройство электроннооптической системы, с помощью которой электронное изображение в неискаженном по возможности виде переносится с фотокатода на экран. Качество изображения на экране, как и в случае эмиссионного микроскопа, зависит от наименьшего разрешаемого расстояния. Различие между обоими приборами связано с тем, что в ЭОП получается почти или вовсе не увеличенное

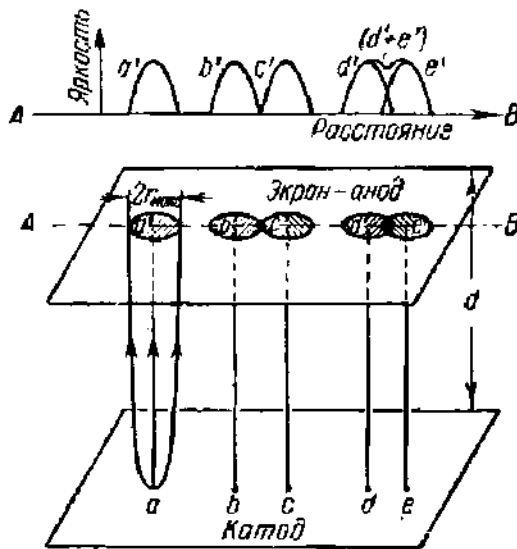


Рис. 284. К вычислению разрешаемого расстояния при переносе изображения в однородном электрическом поле.

изображение катода большой площади, в то время как перед эмиссионным микроскопом стоит задача получения изображения небольшого участка катода, лежащего вблизи оптической оси с большим увеличением. Из этого следует, что, во-первых, для ЭОП приемлема гораздо меньшая разрешающая способность, чем для эмиссионного микроскопа, и, во-вторых, что в ЭОП имеют значение aberrации косых пучков лучей, например, астигматизм.

**1. Электроннооптический преобразователь с переносом изображения в однородном электрическом поле.** Рассмотрим сначала простейшее устройство: плоский катод и плоский экран, служащий одновременно анодом. Электроны выходят из катода с различными начальными скоростями и по различным направлениям и, двигаясь в однородном поле по параболам, попадают в разные точки кружка рассеяния (рис. 284). Из числа электронов, имеющих скорость вы-

лета  $v_k = \sqrt{2\eta U_k}$ , дальше всего от центра кружка попадут электроны, вылетевшие параллельно поверхности катода (тангенциальные электроны). Время пролета до анода для тангенциальных электронов равно

$$\tau = \sqrt{\frac{2d}{\eta E}} = d \sqrt{\frac{2}{\eta U_a}}, \quad (35.1)$$

а расстояние места их попадания от центра кружка рассеяния будет

$$r = v_k \tau = \sqrt{2\eta U_k} d \sqrt{\frac{2}{\eta U_a}} = 2d \sqrt{\frac{U_k}{U_a}}. \quad (35.2)$$

При монохроматическом освещении каждая точка катода дает на экране кружок рассеяния с максимумом яркости в центре, как это показано на кривых распределения яркости (рис. 284, вверху). На периферию кружка рассеяния попадают тангенциальные электроны, имеющие максимальную скорость. Для них  $U_k = U_{\max}$  определяется из уравнений Эйнштейна

$$h\nu = \frac{mv_{\max}^2}{2} + \Phi = eU_{\max} + \Phi.$$

Следовательно, радиус кружка рассеяния, имеющего в этом случае определенную границу, равен

$$r_{\max} = 2d \sqrt{\frac{U_{\max}}{U_a}}. \quad (35.3)$$

Две точки катода, лежащие на расстоянии  $\delta_{\max} = 2r_{\max}$  (точки *b* и *c* на рис. 284), заведомо окажутся разрешенными. Но разрешаемое расстояние в действительности будет несколько меньше  $\delta_{\max}$ , так как и при частичном наложении кружков рассеяния в середине кривой распределение яркости может быть заметный минимум (точки *d* и *e* на рис. 284). Следовательно, за верхний предел разрешаемого расстояния можно принять величину

$$\delta_{\max} = 2r_{\max} = 4d \sqrt{\frac{U_{\max}}{U_a}}. \quad (35.4)$$

На рис. 285 изображен в разрезе простейший ЭОП с переносом изображения в однородном поле. На плоскую стенку 1 стеклянного стаканчика нанесен полупрозрачный фотокатод на прозрачной металлической подложке, а на стенку 2, ей параллельную, — экран. Разрешаемое расстояние можно с некоторым преувеличением найти по формуле (35.4). Пусть, например,  $\lambda = 8000 \text{ \AA}$  и катод кислородно-цезиевый с работой выхода  $\Phi = 1 \text{ эв}$ . По уравнению Эйнштейна,  $U_{\max} = 0,54 \text{ в}$  и для  $d = 0,5 \text{ см}$  и  $U_a = 4000 \text{ в}$  получается  $\delta_{\max} \approx 0,23 \text{ мм}$ , т. е.

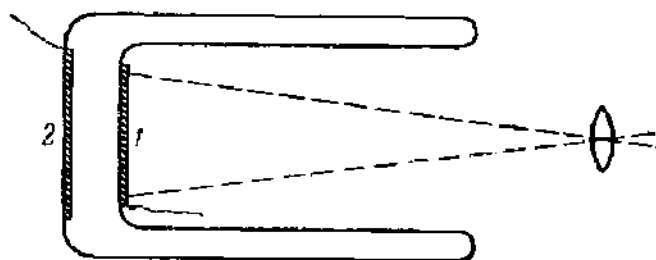


Рис. 285. Электроннооптический преобразователь с переносом изображения в однородном электрическом поле.

1 — полупрозрачный фотокатод; 2 — экран-анод.

в этом приборе на изображении, имеющем, конечно, размеры объекта, можно различить около пяти штрихов на 1 мм. В действительности разрешаемое расстояние  $\delta < \delta_{\max}$  и удается достигать разрешающей способности до 15 штрихов на миллиметр. Преимуществом ЭОП этого типа является их предельная простота, но качество изображения получается невысокое. Для улучшения качества изображения надо уменьшать  $d$  и увеличивать  $U_a$ , но в обоих этих направлениях нельзя идти далеко ввиду того, что с поверхности катода возникает автоэлектронная эмиссия и свечение экрана вызывает фотоэмиссию с катода.

**2. Электроннооптические преобразователи с линзами.** Оба недостатка ЭОП с переносом изображения в однородном поле, отмеченные в конце предшествующего пункта, в значительной мере ослаблены в ЭОП с магнитными или электростатическими линзами, в которых расстояние фотокатод—экран много больше.

На рис. 286 показано несколько возможных конструкций таких преобразователей. В самой простой из них (рис. 286, а) применена двухэлектродная катодная линза, значит, напряжение  $U_a$  на втором цилиндре не влияет, как это было показано для таких линз в § 33, на фокусировку и только яркость изображения возрастает с увеличением  $U_a$ . Конструкция имеет тот недостаток, что при изготовлении прибора приходится точно подгонять его размеры (длину обоих цилиндров). Этому недостатка не имеет конструкция с магнитной линзой (рис. 286, б), где фокусировку можно добиться изменением тока линзы. Наконец, и конструкция (рис. 286, в) со сложной электростатической линзой, образованной рядом колец с напряжениями, повышающимися от кольца к кольцу, также позволяет удобно управлять фокусировкой и яркостью. Подбирая сопротивления на отдельных участках потенциометра, можно менять отношение напряжений и, значит, действовать на фокусировку, а повышая общее напряжение на потенциометре, увеличивать яркость.

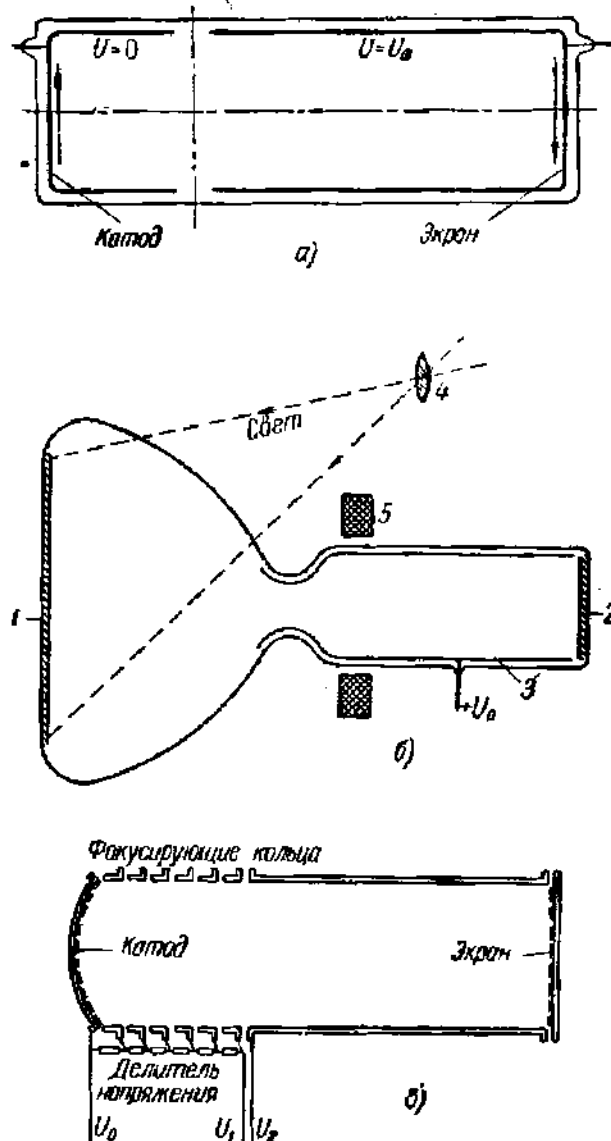


Рис. 286. Электроннооптические преобразователи с линзами [Л. 4.4].

а — с бипотенциальной электростатической линзой;  
б — с магнитной линзой (1 — непрозрачный фотокатод, 2 — экран, 3 — анод, 4 — оптический объект, 5 — магнитная линза);

в — со сложной электростатической линзой.

Изображения можно ожидать со стороны других aberrаций линзы, а именно aberrаций косых пучков, которые в данном случае (катод большой площади) отнюдь не малы, а также со стороны зернистости экрана.

Действительно, изображение в преобразователе с плоскими катодами и экраном оказывается по краям сильно искаженным и размытым из-за кривизны поля и астигматизма, но оно может быть в значительной степени исправлено, если придать экрану или, что практически удобнее, катоду сферическую форму, как на рис. 286, в.

Как и в случае эмиссионного микроскопа, для оценки разрешающей способности ЭОП с линзами упрощенно можно принять, что ускоряющее поле и фокусирующее поле линзы пространственно разделены. Тогда к ЭОП с линзами применима формула (24.33), имеющая вид

$$\delta_{\max} = 4 \frac{U_{\max}}{E_k}.$$

Например, при  $U_{\max} = 0,5$  в и  $E_k = 1000$  в/см получается  $\delta_{\max} = 0,02$  мм, т. е. поскольку это связано с хроматической aberrацией, вполне возможно различать на катоде ЭОП до 50 штрихов на 1 мм. Этого достаточно для изображения хорошего качества, и ухудше-

**3. Перенос изображения с помощью длинной магнитной линзы.** В некоторых ЭОП и телевизионных трубках для переноса изображения применяется длинная магнитная линза (рис. 287). В этой линзе на всем пути электрона действуют электрическое и магнитное поля и принятое выше

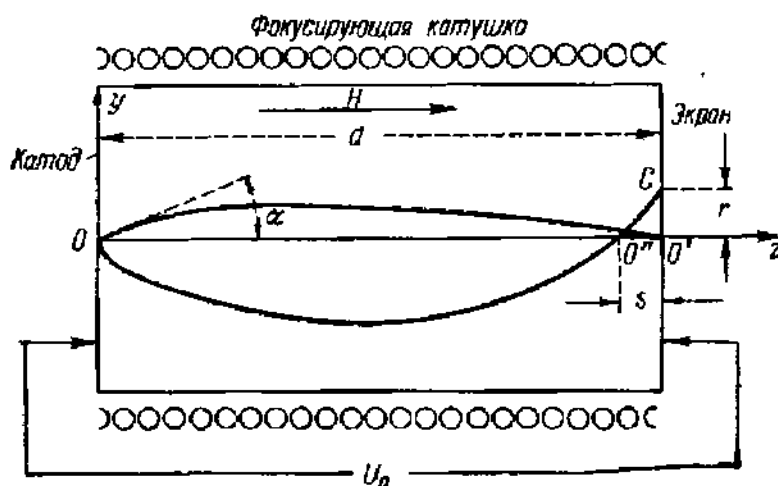


Рис. 287. Перенос изображения в длинной магнитной линзе.

упрощение, в котором ускоряющее поле отделяется от фокусирующего, представляется неправильным. Поэтому данный случай следует разобрать отдельно.

Рассмотрим две группы электронов, имеющих скорости  $v_k = \sqrt{2\eta U_k}$ , выходящие из катода параллельно его поверхности и под небольшим углом к ней. Будем считать, что для параксиальных электронов

$$v_z = v_k \cos \alpha \approx v_k.$$

Пусть  $\tau$  — время пробега параксиального электрона до фокуса  $O'$ . В тот момент, когда параксиальный электрон достигнет точки  $O''$ , тангенциальный электрон, описав также один оборот винтовой линии, будет очень близко от точки  $O'$ , отстоящей от  $O'$  на расстоянии

$$s = v_k \tau = \tau \sqrt{2\eta U_k}.$$

Напряженность электрического поля, в котором двигаются электроны, равна  $U/d$ , и время движения параксиального электрона до точки  $O'$  будет определяться из формулы

$$d = v_k \tau + \frac{U_a}{d} \frac{e \tau^2}{2m},$$

или так как  $U_k \ll U_a$  и  $v_k$  мало, то  $d \approx \frac{U_a}{d} \frac{e \tau^2}{2m}$  и

$$\tau = d \sqrt{\frac{2}{e/m \cdot U_a}}; \quad s = 2d \sqrt{\frac{U_k}{U_a}}. \quad (35.5)$$

Тангенциальному электрону, находящемуся в точке  $O''$ , для того чтобы дойти до экрана, потребуется время, приблизительно (ввиду малости  $s$ ) равное

$$\Delta\tau = \frac{s}{(v_z)_{z=d-s}} \approx \frac{s}{\sqrt{2\eta U_a}}.$$



За время  $\Delta t$  тангенциальный электрон в направлении  $u$  пройдет путь

$$r = \Delta t v_k = 2d \sqrt{\frac{U_k}{U_a}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\tau U_a}} \sqrt{2\tau U_k} = 2d \frac{U_k}{U_a} = \frac{2U_k}{E_k}$$

и попадет в точку  $C$  экрана.

Полагая опять при вычислении радиуса кружка рассеяния фотоэлектронов  $U_k = U_{\max}$ , найдем:

$$r_{\max} = 2 \frac{U_{\max}}{E_k},$$

и для верхнего предела наименьшего разрешаемого расстояния, принимая во внимание, что увеличение магнитной линзы равно единице:

$$\delta_{\max} = 2r_{\max} = 4 \frac{U_{\max}}{E_k},$$

т. е. то же выражение, что и для ЭОП с короткими линзами.

**4. Применение электроннооптических преобразователей.** Электроннооптические преобразователи применяются для видения ночью и фотографирования в инфракрасных лучах. Фотокатоды можно сделать чувствительными к более длинноволновому излучению, чем фотопластины. Поэтому применение электроннооптических преобразователей расширяет область применения фотографии. Это имеет значение для биологии, где иногда фотографирование в инфракрасных лучах приносит новые данные. ЭОП с успехом применяются в астрофизике. Так, астрономы Калиняк, Красовский и Никонов с помощью ЭОП получили в инфракрасных лучах с длиной волны  $0,97\mu$  снимки центра Галактики, на которых была обнаружена огромных размеров «светящаяся область», ускользавшая от наблюдения в видимых лучах.

В военной технике ЭОП используются для вождения танков и автомашин ночью и для ночной стрельбы на близких расстояниях. Устройство в обоих случаях состоит из прожектора или просто лампы с рефлектором, снабженной фильтром, пропускающим только инфракрасные лучи, и электронного преобразователя изображения. Схема такого устройства показана на рис. 288.

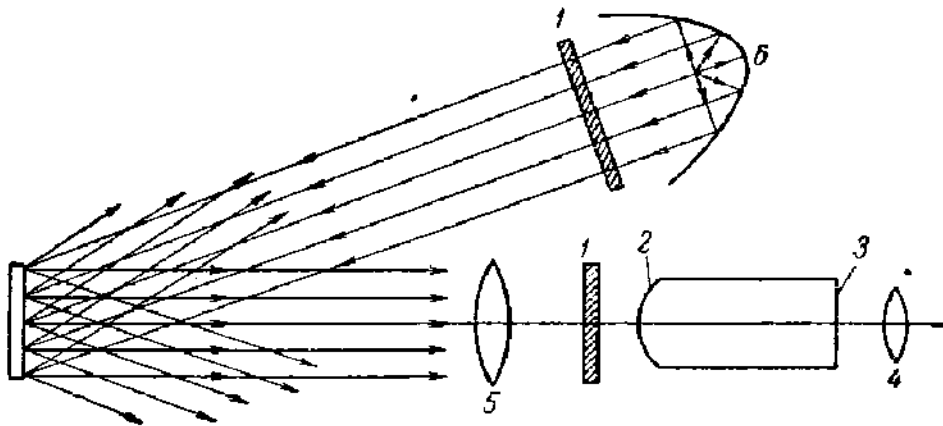


Рис. 288. Схема применения ЭОП для наблюдений в инфракрасных лучах.

1—инфракрасный светофильтр; 2—катод; 3—экран; 4—окуляр; 5—объектив; 6—прожектор.

Инфракрасные лучи от прожектора, рассеянные объектом (дорога, цель), отбрасываются на фотокатод преобразователя оптическим объективом через

фильтр, служащий для предохранения от посторонних лучей, а изображение на экране преобразователя рассматривается наблюдателем через окуляр. Увеличение преобразователя и оптических частей установки подобрано так, что наблюдатель, глаз которого находится на определенном расстоянии от окуляра, видит предметы, попавшие в поле устройства под тем же углом зрения, на котором он увидел бы их невооруженным глазом. Ночное прицельное устройство в основном такое же, но оно несколько проще.

### § 36. Электронно-лучевые трубки для осциллографии и приема изображений. Электронные переключатели

Электронный или, как его раньше называли, катодный осциллограф — один из самых старых электронных приборов. Еще в 1897 г. Ф. Браун построил электронно-лучевую трубку с холодным катодом и применил ее для исследования колебаний. В настоящее время электронно-лучевые трубки (ЭЛТ) являются основным элементом телевизионных, радиолокационных и многих радиоизмерительных устройств.

ЭЛТ с холодным катодом в настоящее время применяются только в технике высоких напряжений для исследования непериодических процессов (например, высоковольтного пробоя). Они работают в условиях непрерывной откачки и для записи осциллограмм, вместо экрана в них применяется непосредственно фотопластинка\*). Приборами массового распространения, применяемыми в телевизионных и радиолокационных приемниках и электронных осциллографах, являются ЭЛТ с накалимым катодом и экраном в запаянном баллоне. Ниже будет идти речь исключительно об этих последних и притом только о тех из них, которые получили широкое применение. Свойства и конструкции ряда важных для практики ЭЛТ (специальные радиолокационные трубки, трубки для приема цветных изображений, многие конструкции электронных коммутаторов) за недостатком места совершенно не затрагиваются [Л. 4.2; Л. 4.11; Л. 4.15; Л. 4.19; Л. 4.4].

Во всякой ЭЛТ можно выделить три главные части: электронный прожектор\*\*) и отклоняющее устройство, служащие для получения электронного луча и управления его движением, и покрытый люминофором экран, на котором в месте попадания луча возбуждается светлое пятно. Перед конструктором ЭЛТ стоит задача получения пятна возможно меньших размеров и обеспечения возможности его перемещения в любое место экрана, а также возможности изменять яркость пятна. Очевидно, что любое положение пятна на экране можно получить, действуя на луч в двух взаимно-перпендикулярных направлениях соответствующими электрическими или магнитными полями, которые создаются отклоняющими пластинами или катушками. Ниже рассматривается, каким образом в ЭЛТ осуществляются контроль размеров пятна, фокусировка луча, модуляция его яркости и управление отклонением.

\*) О высоковольтных осциллографах см. [Л. 4.11 и Л. 4.12].

\*\*) Или электронная пушка.

**1. Проекторы электронно-лучевых трубок.** На схематическом рис. 289 изображена ЭЛТ с электрическим управлением. Такие трубки применяются обычно в радиотехнических осциллографах. Электроды типичного четырехэлектродного прожектора такой трубки вместе с эквипотенциальными линиями (которые можно измерить по методу электролитической ванны) изображены на рис. 290. Проектор, как

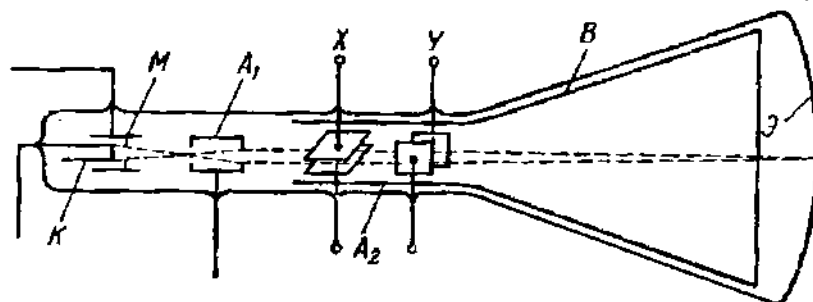


Рис. 289. Электронно-лучевая трубка с электростатическим управлением.

*K* — катод; *M* — модулирующий электрод; *A<sub>1</sub>A<sub>2</sub>* — аноды; *XU* — отклоняющие пластинки; *Э* — экран; *B* — проводящее покрытие.

видно из этого рисунка, состоит из двух линз: катодной иммерсионной линзы  $L_1$  и фокусирующей бипотенциальной линзы  $L_2$ . Линза  $L_1$  образована полем между катодом  $K$ , модулирующим электродом  $M$  и первым анодом  $A_1$ . Линза  $L_2$  образуется между первым анодом  $A_1$  и вторым анодом  $A_2$ , соединенным, как показано на рис. 289, с проводящим покрытием баллона трубки. Вследствие этого в отсутствие

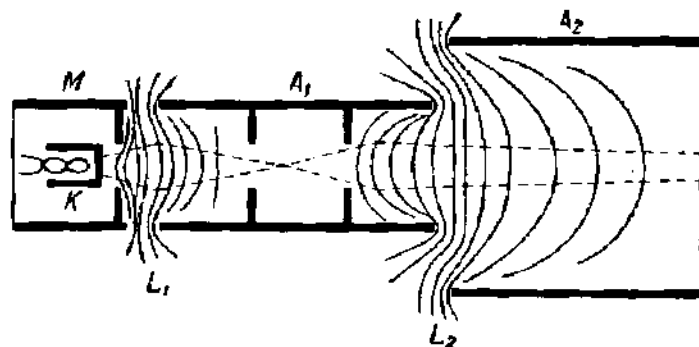


Рис. 290. Четырехэлектродный электронный прожектор.

*K* — катод, *M* — модулирующий электрод; *A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub>* — аноды,  $L_1$  — катодная линза;  $L_2$  — фокусирующая линза.

напряжений на отклоняющих пластинках  $X$  и  $Y$  электронный луч, выйдя из  $L_2$ , движется в пространстве, свободном от поля, и дальнейших преломлений не испытывает.

В § 33 при описании катодных линз было отмечено, что под действием ускоряющего поля вблизи катода электроны, выходящие из катода под любыми углами, стягиваются в тонкие пучки, образуя-

шие увеличенное изображение той части катода, на которой существует поле, ускоряющее электроны. На рис. 291 построены эквипотенциальные линии  $U < 0$ ,  $U = 0$  и  $U > 0$ . Линия  $U = 0$  встречается поверхность катода ( $U_x = 0$ ) в точках  $K_1$  и  $K_2$  и выделяет из нее активный участок  $K_1K_2$ . В пределах участка  $K_1K_2$  поле на поверхности катода ускоряет электроны и вовлекает их в электронный пучок. Вне участка  $K_1K_2$  поле тормозит электроны и они возвращаются на катод. На рис. 291 построены

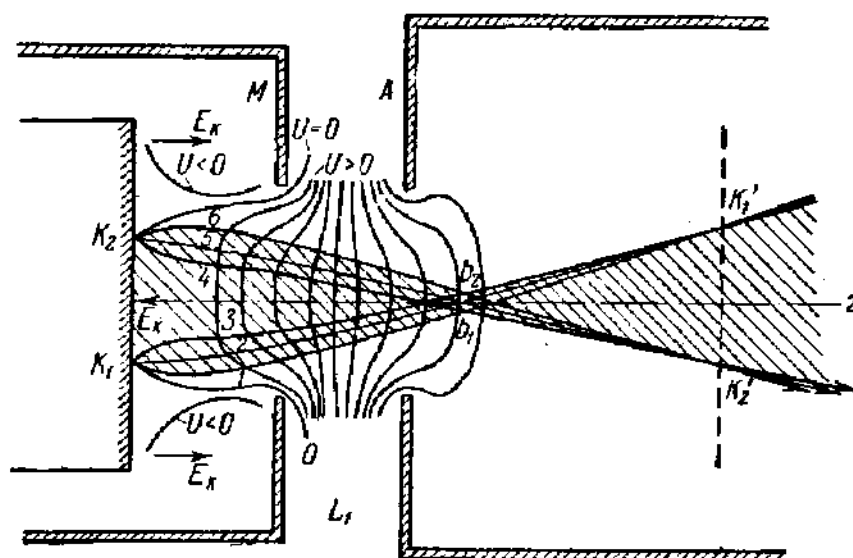


Рис. 291. Построение кружка пересечения и изображения в катодной линзе.

также траектории электронов, выходящих под углами  $0$ ,  $90$  и  $180^\circ$  к поверхности катода из периферийных точек активного участка  $K_1$  и  $K_2$ . Пересечение этих лучей дает изображение активного участка катода  $K'_1K'_2$ . В § 33 было показано, что при надлежащем выборе напряжений и геометрии линзы изображение может находиться далеко от катода и быть сильно увеличенным.

Перед катодной линзой прожектора стоит, однако, совсем другая задача. Чтобы выяснить ее, рассмотрим весь электронный пучок, исходящий из катода. Внешняя граница пучка в пределах между катодом и изображением проходит по лучам  $1$ ,  $4$  снизу и  $6$ ,  $3$  сверху. Пучок лучей имеет, следовательно, характерное сужение, отмеченное на рисунке  $b_1b_2$ . Внутри пучка проходят лучи, исходящие из разных точек активного участка катода. Заметим, что под действием ускоряющего поля уже вблизи катода все электронные лучи делаются параксиальными.

Рассмотрим какое-нибудь перпендикулярное к оси сечение пучка. Из каждой точки сечения (имеющего форму круга) исходят пересекающиеся в ней электронные лучи, вышедшие из различных точек катода. Поэтому если принять рассматриваемое сечение, которое мы

будем называть кружком пересечения, за источник (поверхность, излучающую электроны), то распределение излучения на нем не будет воспроизводить распределение излучения электронов на катоде. Кружок пересечения не является изображением катода. Очевидно, что с электроннооптической точки зрения любой кружок пересечения может быть принят за источник электронных лучей. С помощью фокусирующей линзы  $L_2$  (см. рис. 290) на экране может быть получено как изображение самого катода (изображение  $K_1K_2$  в этом случае будет промежуточным), так и изображение любого из кружков пересечения. В ЭЛТ для получения достаточной чувствительности к отклонению необходимо экран помещать далеко от  $L_2$  и изображение, даваемое линзой  $L_2$ , будет увеличенным. Но задача электронного прожектора — получение пятна наименьших размеров. Значит, линза  $L_2$  должна быть установлена так, чтобы на экране получилось изображение минимального кружка пересечения  $b_1b_2$ , а задачей катодной линзы является получение наибольшего сжатия кружка в минимальном кружке пересечения (называемого также «первым пересечением», «областью пересечения», «кроссовером»).

Минимальный кружок пересечения является источником параксиальных лучей. Значит, если его положение и размеры известны, то расчет фокусирующей линзы  $L_2$  и размеров пятна — простая задача геометрической оптики, которую можно решить, используя сказанное в § 5\*).

К сожалению, теоретическое вычисление положения и размеров минимального кружка пересечения удастся сделать только для грубо идеализированной формы поля и для технического расчета прожекторов эта теория оказывается почти бесполезной (ее изложение см. [Л. 5, т. II, гл. 13]). На практике конструирование электронных прожекторов производится по эмпирическим данным.

Попробуем построить оптический аналог электронного прожектора. Этот аналог (рис. 292, а) состоит из двух линз  $L_1$  и  $L_2$  и поверхности  $S$ , каждая точка которой излучает пучок лучей, имеющих вначале такой ход, что они быстро оказываются стянутыми в узкий конус. Теоретически можно себе представить среду, ход лучей в которой будет таким, как на рис. 292, а вблизи источника  $S$ . Это среда с переменным, очень быстро возрастающим показателем преломления. Ход лучей в такой среде показан на рис. 292, б. Такие среды в оптике неизвестны, так что оптический аналог электронного прожектора в этой части неосуществим. Возможность быстрого стягивания широких расходящихся пучков лучей в пределах небольшой части прожектора доступна только электронной оптике, где легко

---

\*) Это не вполне точно, так как минимальный кружок образуется в области ускоряющего почти однородного поля между модулятором и первым анодом  $A_1$ . Лучи, выходящие из  $b_1b_2$ , имеют поэтому небольшую кривизну, на которую надо внести поправку при построении изображения минимального кружка пересечения.

можно получить изменение показателя преломления, равного  $\sqrt{U^*}$ , в несколько сотен раз (см. § 1). Остальная часть оптической схемы имеет достаточное сходство с электронным прожектором. Линза  $L_1$  дает изображение источника  $S$  и минимальный кружок пересечения  $F$ ;

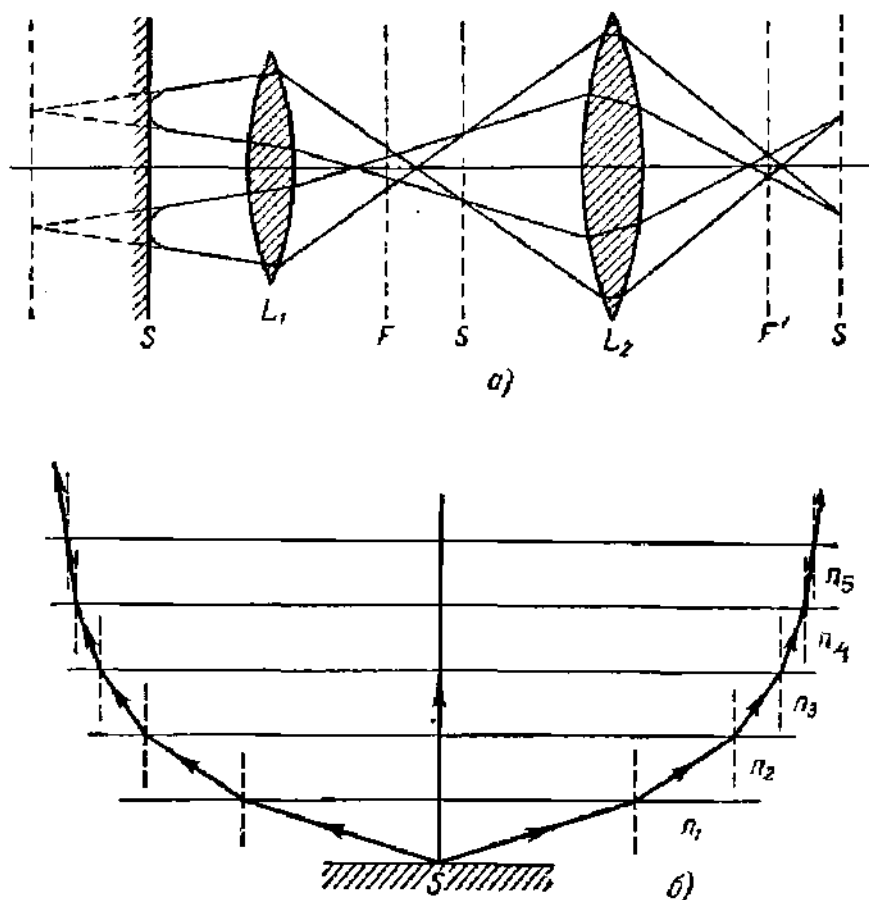


Рис. 292. Оптический аналог электронного прожектора (а) и ход лучей в среде со ступенчато возрастающим показателем преломления  $n_5 > n_4 > n_3 > n_2 > n_1$  (б).

а с помощью линзы  $L_2$  можно спроектировать на экран как  $S$  и  $F$ , так и любой другой кружок пересечения.

Рассмотрим, как в ЭЛТ осуществляются фокусировка пятна и управление его яркостью. Яркость свечения люминофора приближенно можно вычислить по эмпирической формуле

$$B \approx A j U_a^m, \quad (36.1)$$

где  $j$  — плотность тока пучка,  $U_a$  — ускоряющее напряжение, равное  $U_{A_2}$  для прожектора рис. 290,  $m$  и  $A$  — константы, характеризующие люминофор, причем  $m$  для разных люминофоров колеблется в пределах от 1 до 2, 8. В ЭЛТ модуляция яркости достигается за счет изменения тока в пучке, которое легко получить, меняя напряжение  $U_m$  на модуляторе  $M$ . Причины влияния напряжения  $U_m$ , обычно

отрицательного, на ток пучка можно увидеть из рис. 293, где воспроизведены электростатические поля в простой катодной линзе при  $U_m$ , равном — 10, — 20, — 80 и — 165 в, измеренные методом электролитической ванны. Рисунок показывает, что активный участок катода,

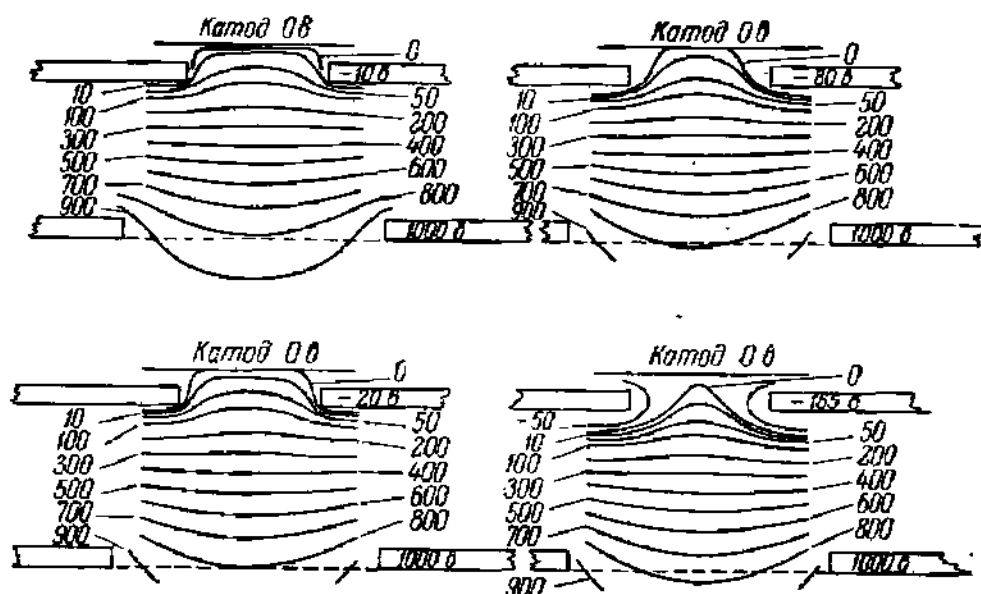


Рис. 293. Изменение активного участка на поверхности катода в зависимости от напряжения на модулирующем электроде.

определяемый положением эквипотенциальной поверхности  $U=0$ , сокращается при росте отрицательного напряжения  $U_m$  и при  $U_m = -165$  в ток пучка оказывается запертым. Кроме того, из рис. 293 видно, что одновременно с сокращением площади активного участка катода уменьшается (в холодном прожекторе) напряженность поля у его поверхности. Обе эти причины — сокращение площади активного участка катода и ослабление поля — вызывают уменьшение тока пучка.

Легко усмотреть сходство между ролью модулятора в прожекторе и ролью сетки в триоде. Зависимость тока пучка от  $U_m$  аналогична зависимости анодного тока триода от сеточного напряжения, т. е. анодно-сеточной характеристике. Сходство будет более полным, если мы возьмем для сравнения триод, у которого сетка сделана из толстых проволок и находится так близко к катоду, что промежутки между проволоками сетки больше расстояния сетка — катод. В таком триоде при больших отрицательных напряжениях сетки на поверхности катода образуются активные участки и участки, электроны с которых возвращаются на катод. Это явление получило название островного эффекта, и его значение для электронных ламп будет выяснено в гл. 6. Удовлетворительной теории характеристик триода в режиме островного эффекта пока не существует, но, очевидно, что анодный ток должен изменяться с напряжением быстрее, чем по закону трех вторых (см. ч. I, гл. 1, § 9), так как увеличение сеточ-

ного напряжения влечет за собой не только усиление поля, но и увеличение площади активного участка катода. Это верно и для электронного прожектора. Эмпирически найдено, что в зависимости от  $U_m$  ток пучка выражается формулой

$$I_{\text{пучка}} = G (U_m - U_3)^m, \quad (36.2)$$

где  $U_3$  — напряжение запирающего тока,  $G$  — постоянный для данной трубки коэффициент и  $m \approx 3$  для трубок, где нет диафрагм, ограничивающих сечение пучка (трубка с магнитной фокусирующей линзой, см. ниже), и  $m \approx 2$  для прожекторов с диафрагмами (рис. 290). Типичная форма модуляционной характеристики прожектора, как называется кривая зависимости  $I_{\text{пучка}}$  от  $U_m$ , при постоянном  $U_{\text{уск}} = U_{A_2}$  показана на рис. 294. Напряжение запирающего  $U_3$  является одним из параметров трубки. Оно зависит от режима, а именно от напряжения на электроде, ближайшем к модулятору (от  $U_{A_1}$  для прожектора рис. 290).

При  $U_m$ , далеко от напряжения запирающего  $U_3$ , структура поля у катода, как это можно видеть из рис. 293, незначительно меняется при изменении  $U_m$  и незначительно, следовательно, меняется положение минимального кружка пересечения. Отсюда следует, что при регулировке яркости хорошо сфокусированного пятна напряжением  $U_m$  получается только небольшое ухудшение фокусировки.

Для получения на экране изображения минимального кружка пересечения нужно подобрать фокусное расстояние линзы  $L_2$ . Линза  $L_2$  на практике почти всегда бипотенциальная линза, образованная полем двух цилиндров. Ее фокусное расстояние зависит от  $U_{A_1}$  и  $U_{A_2}$ , но при изменении  $U_{A_2}$  будет меняться яркость пятна (см. (36.1)). Поэтому фокусировка пятна осуществляется изменением напряжения  $U_{A_1}$ . Электрод  $M$  экранирует катод, и при изменении  $U_{A_1}$  сила тока в пучке мало меняется. Напряжение  $U_{A_1}$  поэтому мало влияет на яркость пятна, и таким образом, с помощью напряжений  $U_m$  и

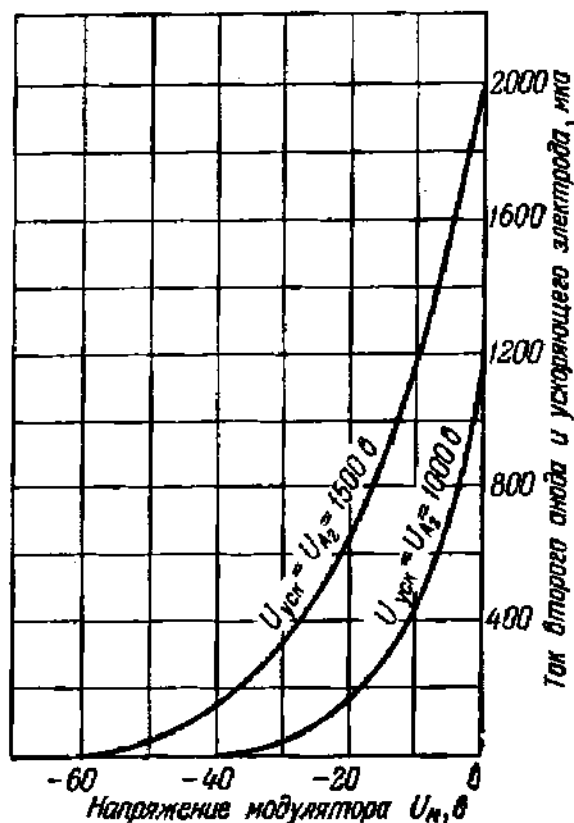


Рис. 294. Модуляционные характеристики прожектора с ускоряющим электродом (см. рис. 295).

Сумма токов на второй анод и ускоряющий электрод равна току пучка.



$U_{A_1}$  можно до известной степени независимо управлять яркостью и фокусировкой пятна.

Все же в четырехэлектронном прожекторе (рис. 290) нельзя сделать незаметным влияние напряжения на силу тока в пучке, как нельзя в триоде вполне избавиться от влияния анодного напряжения на анодный ток. Это является существенным недостатком четырехэлектродного или, как его иногда называют на основании отмеченного

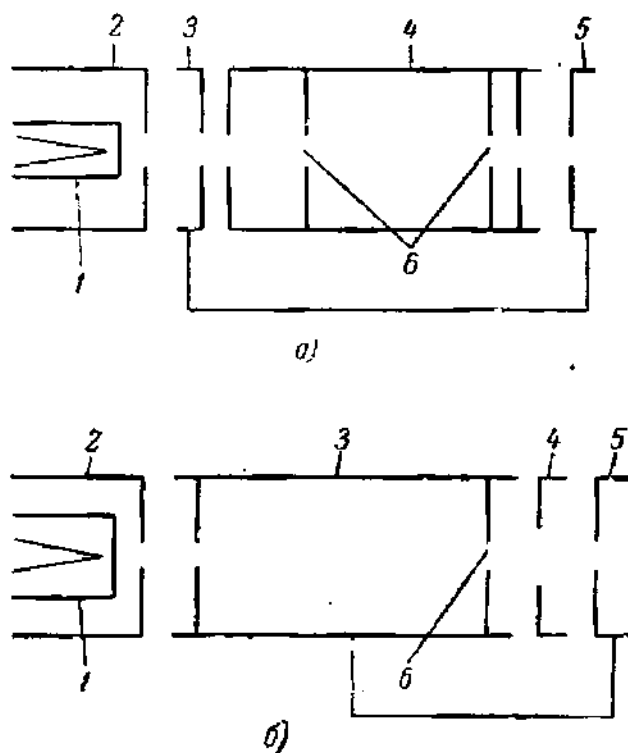


Рис. 295. Два типа прожекторов с вторым анодом, разделенным на ускоряющий и фокусирующий электроды. На обоих рисунках:

1 — катод; 2 — модулятор; 3 — ускоряющий электрод; 4 — первый анод; 5 — второй анод; 6 — диафрагма.

этим улучшение фокусировки сопровождается уменьшением тока пучка. Диафрагмы не должны искажать поле линз, поэтому их ставят в глубине цилиндров, где поле отсутствует. Прожекторы, изображенные на рис. 295, а и б, отличаются расположением диафрагм: в конструкции рис. 295, б диафрагмы расположены только на выходе из ускоряющего электрода 3 и отверстие в первом аноде  $A_1$  (4) увеличено, в связи с чем ток на  $A_1$  (4) отсутствует. Этот прожектор с нулевым током первого анода имеет то преимущество, что он позволяет более просто устроить схему питания трубки.

Фокусирующая линза прожектора может быть магнитной. Тогда получается электронный прожектор со смешанной магнитно-электри-

выше сходства с триодом, триодного прожектора. Поэтому триодный прожектор редко применяется в современных трубках.

Два других, лучших по качеству прожектора показаны на рис. 295. В обеих этих конструкциях второй анод  $A_2$  (3,5) разделен на две части и одна из них, называемая ускоряющим электродом, помещена между модулятором  $M$  (2) и анодом  $A_1$  (4). Ускоряющий электрод создает дополнительную экранировку, и влияние  $U_{A_1}$  на яркость уменьшается. Вместе с тем в таких конструкциях улучшается фокусировка, так как уменьшается минимальный кружок пересечения.

Во всех электростатических прожекторах применяются диафрагмы, ограничивающие угол расхождения пучка и уменьшающие тем самым геометрические aberrации, но достигаемое

ческой фокусировкой (рис. 296) и с катодной линзой очень простой конструкции. Очевидно, что в этом прожекторе модуляция яркости и фокусировка могут производиться почти независимо, даже если удалить из прожектора диафрагму ЭД, экранирующую катод от действия анодного напряжения и уменьшающую его влияние на величину запирающего напряжения модулятора.

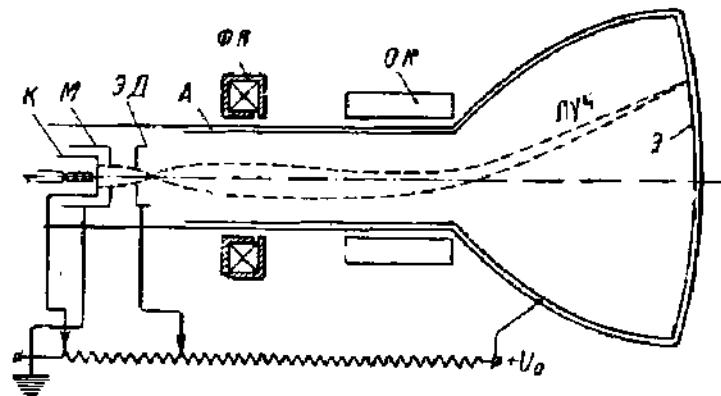


Рис. 296. Трубка с магнитно-электрическим управлением.

*К* — катод; *М* — модулирующий электрод; *А* — анод; *ФК* — фокусирующая катушка; *ОК* — отклоняющие катушки; *ЭД* — экранирующая диафрагма; *Э* — экран.

Нужно еще уточнить, что понимается под «диаметром пятна». Легко видеть, что яркость пятна убывает от центра к краям, так как на края пучка попадают только электроны, эмиттируемые в тангенциальных направлениях периферическими частями катода, а в центр приходят электроны со всей его поверхности.

Распределение тока по сечению пучка или пропорциональной ему яркости можно вычислить по эмпирической формуле

$$V = V_0 e^{-kr^2}, \quad (36.3)$$

где  $r$  — расстояние от оси,  $V_0$  и  $k$  — константы. Исходя из (36.3) под радиусом пятна подразумевают значение  $r$ , при котором  $V$  падает до одной пятой (или одной десятой) яркости в центре  $V_0$ .

Приведем несколько цифр, характеризующих электронные прожекторы. Диаметр пятна в обычных трубках получается порядка 1 мм, но при удачной конструкции прожектора удается получить пятно диаметром 0,1—0,2 мм. Достаточная яркость осциллограмм достигается уже при токе пучка в несколько десятков микроампер; в приемных телевизионных трубках ток пучка достигает 200—300 мка. Наиболее сильные токи до 500—1000 мка требуются в высоковольтных проекционных телевизионных трубках с очень ярким изображением на экране.

Кроме чисто электростатической и магнитно-электрической фокусировки в осциллографах применялась еще газовая фокусировка, широко распространенная в 30-х годах, но в настоящее время

почти оставленная. Физические явления, лежащие в основе газовой фокусировки, были описаны выше (§ 11).

- Преимуществом ЭЛТ с газовой фокусировкой является большая простота прожектора, состоящего только из катода, модулирующего электрода и анодной диафрагмы (фокусирующая линза отсутствует). В отношении размеров пятна ЭЛТ с газовой фокусировкой уступают высоковакуумным. Кроме того, оказалось, что вследствие искажения поля между модулятором и катодом даже при тщательной сборке трубки при модуляции яркости одновременно происходит смещение пятна в сторону. Эти недостатки, а также большая, чем в высоковакуумных трубках, инерционность послужили причиной полного вытеснения трубок с газовой фокусировкой.

2. Отклоняющие устройства. Скорость записи. Выше (§ 3) были получены следующие выражения для углового отклонения луча и для перемещения пятна по экрану (без учета влияния полей рассеяния).

Электростатическое отклонение равно

$$\alpha_E = \frac{El_E}{2U_a} = \frac{1}{2} \frac{l_E U_{отк}}{dU_a}, \quad (36.4)$$

$$h_E = \frac{\eta El_E}{v^2} (L + l_{E/2}) = \frac{l_E (L + l_{E/2})}{2d} \frac{U_{отк}}{U_a} \approx \frac{L l_E}{2d} \frac{U_{отк}}{U_a} = a_E \frac{U_{отк}}{U_a}. \quad (36.5)$$

Магнитное отклонение будет

$$\alpha_H \approx \frac{\eta}{c v} l_H H_{отк}, \quad (36.6)$$

$$h_H = \frac{e}{m v c} (L + l_H) l_H H_{отк} = \frac{l_H (L + l_H)}{c \sqrt{2/\eta}} \frac{H_{отк}}{\sqrt{U_a}} = a_H \frac{H_{отк}}{\sqrt{U_a}}, \quad (36.7)$$

где  $l_E$  и  $l_H$  — длина пути электрона в электрическом и магнитном полях,  $L$  — расстояние от точки выхода электрона из отклоняющего поля до экрана,  $U_a$  — ускоряющее напряжение (здесь напряжение второго анода),  $U_{отк}$  напряжение между отклоняющими пластинами,  $H_{отк}$  — напряженность отклоняющего магнитного поля. Коэффициент  $a_E$  зависит только от конструкции трубки, а  $a_H$ , кроме того, и от удельного заряда  $\eta$ . Отношение

$$s_E = \frac{h_E}{U_{отк}} = \frac{a_E}{U_a} \approx \frac{l_E L}{2d U_a}, \quad (36.8)$$

или

$$s_H = \frac{h_H}{H_{отк}} = \frac{a_H}{\sqrt{U_a}} \approx \frac{l_H L}{c \sqrt{2/\eta} \sqrt{U_a}}, \quad (36.9)$$

называется чувствительностью трубки. Чувствительность трубки, как показывают формулы (36.8) и (36.9), зависит от ее геометрических данных и от ускоряющего напряжения. Рассмотрим сначала трубка

с электростатическим отклонением. Трубка должна при наименьших размерах иметь наибольшую возможную чувствительность при достаточной яркости и малых размерах пятна и возможно большей полезной площади экрана, т. е. площади, которая может быть заполнена изображением или осциллограммой. Эти требования в известной степени противоречивы.

При увеличении чувствительности за счет увеличения  $l_E$  или уменьшения  $d$  уменьшается полезная площадь экрана, так как отклоненный луч начинает «задевать» за края отклоняющих пластин. Увеличение  $L$  влечет за собой возрастание общих размеров и стоимости трубки. Уменьшение  $U_a$  сопровождается снижением яркости и затруднениями с фокусировкой пятна. Обычные осциллографические трубки, работающие при ускоряющих напряжениях в 2000—3000 в, имеют чувствительность к напряжению  $s_E$  порядка десятых долей миллиметра на вольт. Можно несколько увеличить чувствительность, применяя расходящиеся пластины вместо плоскопараллельных.

Наибольшая чувствительность получится, если в каждой точке траектории электронного луча пластины будут подведены одна к другой настолько близко, насколько это можно сделать, не препятствуя движению электронов. Тогда электроны все время движутся вдоль поверхности пластины и, значит, перпендикулярно к полю (рис. 297, а), что, очевидно, выгодно. Так как в рабочих условиях

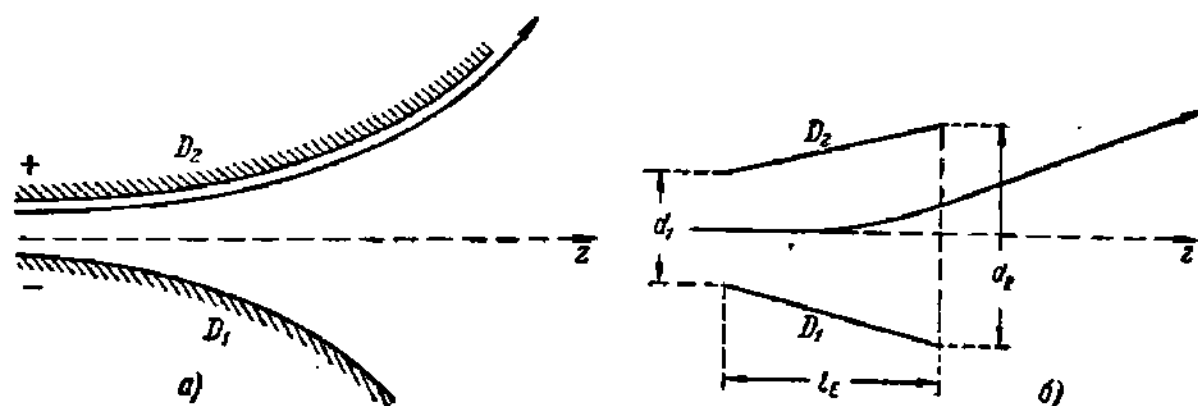


Рис. 297. Отклонение с помощью расходящихся пластин.

а — отклонение в оптимальных условиях; б — плоские расходящиеся пластины;  $D_1$ ,  $D_2$  — отклоняющие пластины.

напряжение на пластинах переменное, то такое положение не может существовать для всех электронов. Но уже плоские расходящиеся пластины (рис. 297, б) дают выигрыш в чувствительности по сравнению с параллельными пластинами, допускающими такое же максимальное отклонение, т. е. отстоящими друг от друга на расстоянии  $d = d_2$ .

Вычисление отклонения для расходящихся пластин, при условии пренебрежения полем рассеяния, не представляет принципиальных трудностей [см. Л.4.11]. Практически при той же полезной площади

экрана получается увеличение чувствительности порядка нескольких десятков процентов.

Для получения яркого пятна нужно высокое ускоряющее напряжение, в то время как чувствительность  $s_E$  обратно пропорциональна  $U_a$ . Это противоречие до некоторой степени устраняется в трубках с последующим ускорением.

Рис. 298 дает представление о трубках этого типа. От проводящего слоя  $P$ , покрывающего внутреннюю поверхность баллона, отделяют лежащее непосредственно перед экраном кольцо  $P_k$ , на которое подают дополнительное напряжение, ускоряющее электроны перед

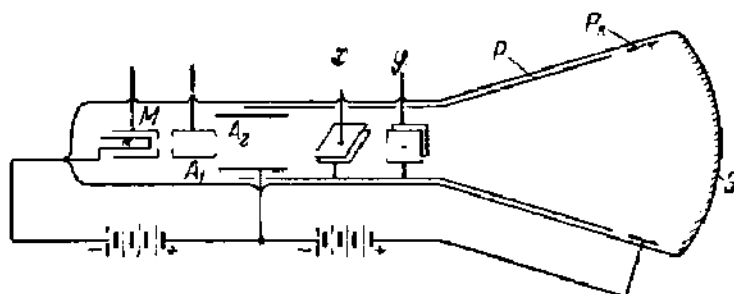


Рис. 298. Трубка с дополнительным ускорением электронов.

$K, M, A_1, A_2$  — электроды прожектора,  $x, y$  — отклоняющие пластины.

попаданием на экран Э. В некоторых трубках с дополнительным ускорением напряжение подается ступенями на ряд последовательно расположенных колец. Окончательное напряжение перед экраном может достигать десятков киловольт. Такие трубки позволяют записывать на фотопластинку очень кратковременные импульсные процессы.

Способность трубки регистрировать быстро протекающие непериодические процессы характеризуется особым параметром — скоростью записи. При осциллографировании периодического (не слишком высокочастотного; см. об этом ниже) процесса применяется синхронизированная временная развертка и осциллограмма неподвижно «стоит» на экране, что позволяет при ее фотографировании применять экспозицию какой угодно длительности. При осциллографировании же импульсного процесса луч пробегает по экрану только один раз и длительная экспозиция исключена. Возможность получения фотоснимка осциллограммы импульсного процесса зависит от яркости пятна и, значит, от ускоряющего напряжения, от спектрального состава излучения люминофора и для данной трубки от скорости движения пятна по экрану. Чем медленнее движется пятно, тем, очевидно, больше энергия, отдаваемая электронами экрану, и тем больше излучаемый им световой поток. Наибольшая скорость движения пятна, при которой еще возможно получить фотоснимок осциллограммы однократного процесса, и называется (предельной) скоростью записи. Для осциллографирования кратковременных про-

цессов нужны трубки с большой скоростью записи. Так, процесс, длящийся  $10^{-8}$  сек и вызвавший смещение пятна на 1 см, требует скорости записи  $1/10^{-8} = 10^8$  см/сек = 1000 км/сек. Часто, например при осциллографировании высокочастотных разрядов, требуется еще большая скорость записи. Очень большой скоростью записи обладают высоковольтные электронные осциллографы, в которых электронный луч падает непосредственно на фотопластинку. Высоковольтные осциллографы с очень большой скоростью записи были сконструированы проф. Стекольниковым [Л.4.11 и Л.4.12].

Очень большой скоростью записи отличаются трубки с дополнительным ускорением, в которых была достигнута скорость записи порядка  $10^5$  км/сек.

Отклоняющие пластины и электроды электростатических линз всегда размещаются внутри баллона трубки. В трубках с магнитно-электрическим управлением (рис. 296) отклоняющие катушки и катушки фокусирующей линзы находятся снаружи. От отклоняющих катушек требуются высокая однородность поля и по возможности слабые поля рассеяния на краях. На рис. 299 показаны некоторые конструкции обмоток отклоняющих катушек, удовлетворяющих этим требованиям. Каждая пара противостоящих катушек соединяется последовательно с таким расчетом, чтобы поля их складывались. На рис. 299, а изображена одна из конструкций отклоняющих катушек с сердечником, а на рис. 299, б, — катушка без сердечника.

Некоторые данные, позволяющие судить об относительных преимуществах и недостатках трубок с электростатическим и магнитным управлением, были уже приведены выше. Было указано, что в высоковольтных трубках преимущество в отношении чувствительности на стороне магнитного отклонения. Магнитная фокусирующая линза позволяет обходиться без ограничивающих диафрагм, что выгоднее с точки зрения получения большого тока пучка. Наконец, в трубках с магнитным отклонением нет «задевания» луча за пластины и можно построить трубку небольшой длины с экраном большой площади. С другой стороны, на питание отклоняющих катушек требуется значительно большая активная и реактивная мощность, чем на питание отклоняющих пластин. Создание однородного отклоняющего магнитного поля высокой частоты практически невозможно, поэтому трубки с магнитным отклонением неприменимы при частотах, превышающих несколько десятков килогерц. Это обстоятельство является, видимо, причиной того, что в радиотехнических осциллографах, а также в осциллографах для записи быстро изменяющихся непериодических процессов всегда применяют электронно-лучевые трубки с электростатическим отклонением, частотный предел которых гораздо выше.

Для приемных телевизионных трубок (кинескопов) зато предпочитают магнитное отклонение, потому что в этих трубках можно использовать более толстые электронные пучки, чем в трубках с электростатическим отклонением, а также при небольшой длине трубки

получить большую полезную площадь экрана. Допустимая толщина электронного пучка определяется дефокусировкой, которую пучок испытывает при отклонении. Причины дефокусировки при отклонении пучка были выяснены в § 3 для самого простого случая отклонения

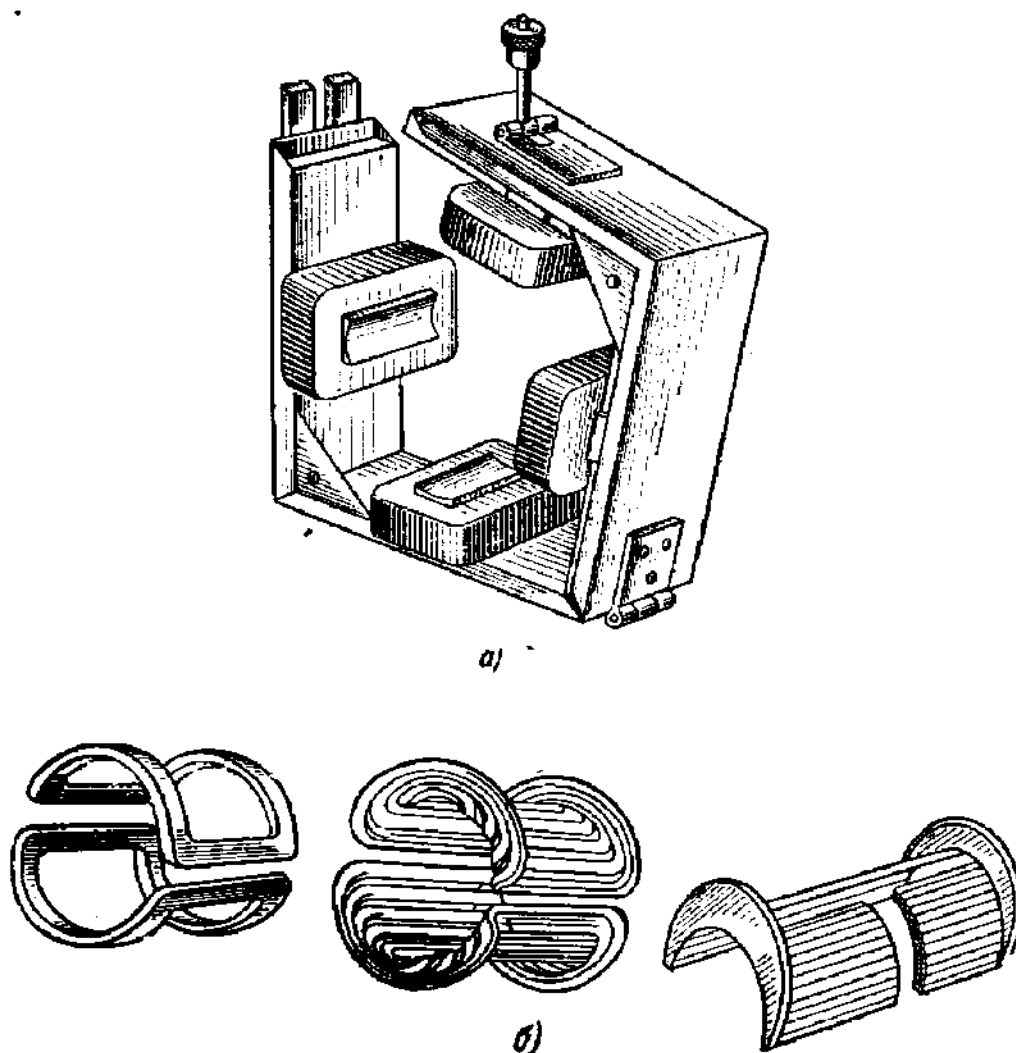


Рис. 299. Конструкции отклоняющих катушек.

*a* — катушка с железным сердечником; *b* — три типа катушек без сердечников.

в однородном электростатическом поле. Там было показано, что оптическим аналогом однородного отклоняющего поля является система из призмы и цилиндрической линзы, оптическая сила которой пропорциональна квадрату угла отклонения. Поэтому электронный пучок конечной толщины, сфокусированный в центре экрана, при отклонении расфокусируется и пятно увеличится в размерах и примет овальную форму. Очевидно, что искажение пятна будет тем сильнее, чем толще пучок. Расфокусирование пятна еще увеличивается под действием поля рассеяния у краев пластин. Вид этого поля зависит от способа подачи напряжения на пластины, т. е. от выбора их среднего потенциала (потенциала в отсутствие отклоняющего на-

пряжения) [Л.4.2, гл. 4 и Л.4.5, гл. 5]. Этот средний потенциал приходится подбирать экспериментально для каждой пары отклоняющих пластин. Кроме того, при отклонении, вообще говоря, меняется длина луча и происходит геометрическое расфокусирование.

Практика показывает, что в трубках с электростатическим отклонением расфокусирование выходит за допустимые пределы, если диаметр пучка в отклоняющем поле превышает 2—3 мм. Расфокусирование в отклоняющих магнитных полях удается сделать меньшим, и при тех же отклоняющих углах в трубках с магнитным отклонением можно работать с пучками диаметром 6—7 мм, что дает выигрыш по току пучка в 9—10 раз и соответственное увеличение яркости.

Отметим еще один недостаток ЭЛТ с магнитным отклонением. Оксидный катод ЭЛТ всегда эмиттирует немного ионов. Как известно (ч. I, гл. 1), ни фокусировка, ни отклонение в электростатическом поле не зависят от удельного заряда. Поэтому при работе ЭЛТ с электростатическим управлением ионы всегда попадают на экран в пределах светлого пятна и перемещаются по экрану вместе с ним, распределяясь по большой площади. В таких условиях присутствие ионов в электронном пучке не приводит к вредным последствиям. Но магнитные поля, эффективно фокусирующие и отклоняющие электроны, практически не действуют на ионы, для управления которыми требуются гораздо более сильные поля. Поэтому в ЭЛТ с магнитным управлением ионы все время бомбардируют центральную часть экрана, образуя здесь так называемое «ионное пятно». В пределах ионного пятна люминофор через несколько сотен и даже десятков часов разрушается и темнеет. Это явление называется выгоранием люминофора.

Ионное пятно не опасно для металлизированных экранов, покрытых со стороны вакуума тонкой металлической пленкой (§ 31), которую ионы не в состоянии пробить. В ЭЛТ с обычными экранами можно удалить ионы посредством «ионной ловушки».

На рис. 300, а показано устройство одной из часто встречающихся ионных ловушек, в которой электростатическое отклонение ионов создается косою бипотенциальной линзой, образованной в зазоре между электродами 3 и 4, в то время как отклонение электронов в этой линзе компенсируется двукратным отклонением магнитным полем.

В металлическом кинескопе, разрез которого представлен на рис. 300, б, магнитное поле действует только один раз, но, благодаря тому что катодная часть прожектора смещена относительно оси прибора, после прохождения ловушки электроны движутся вдоль оси. В ловушках всех типов магнитное поле создается постоянными магнитами. Ловушки усложняют конструкцию ЭЛТ, но зато полностью устраняют ионное пятно.

**3. Частотный предел осциллографа.** Большой интерес представляет вопрос о частотном пределе осциллографа, т. е. о наивысшей частоте, на которой он еще может работать. Здесь мы разберем



только задачу в частотном пределе, который ставится самой трубкой, оставляя в стороне все связанное со схемой управления трубки. Так как частотный предел ЭЛТ с магнитным управлением относи-

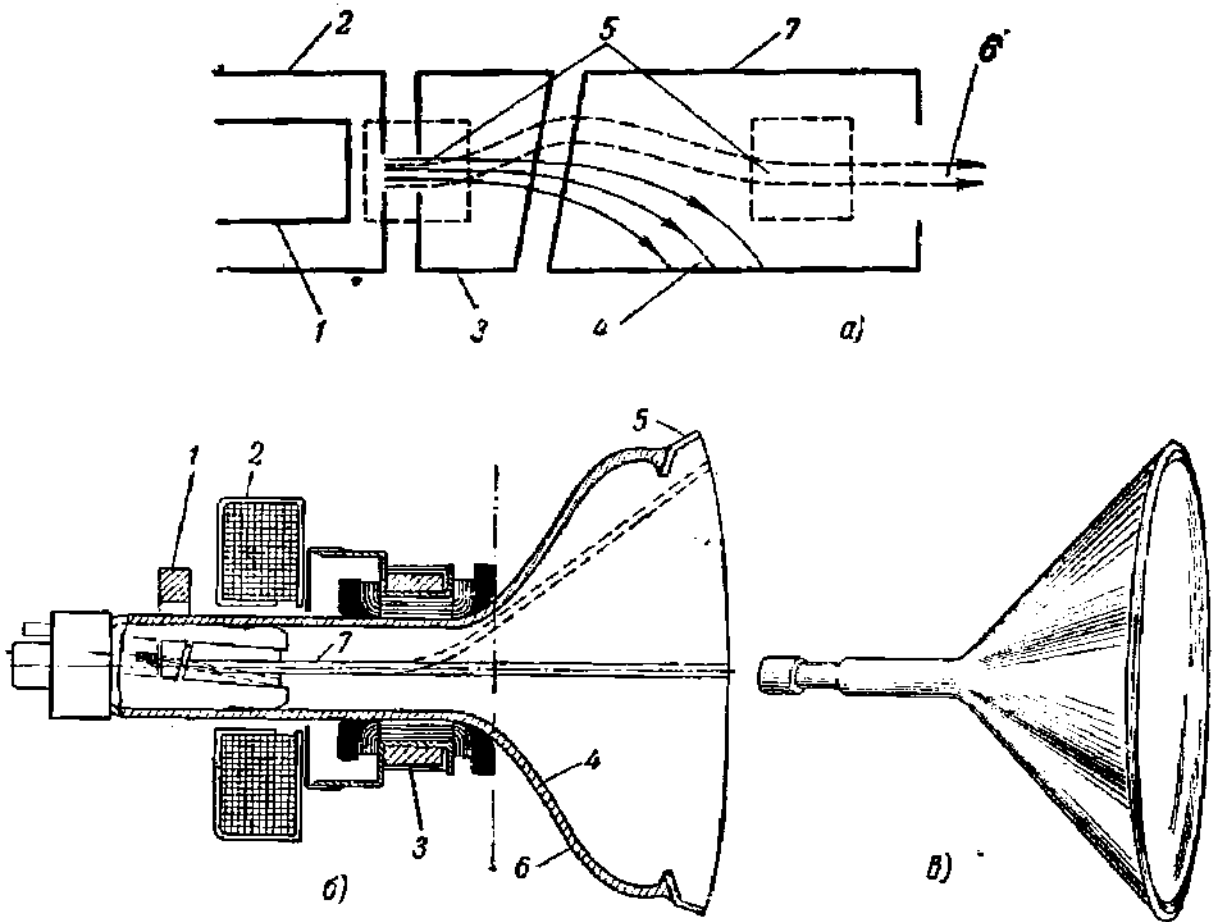


Рис. 300. а — принцип устройства ионной ловушки (1 — катод, 2 — модулятор, 3 — промежуточный электрод, 4 — поток отрицательных ионов, 5 — полюсные наконечники магнита, 6 — электронный пучок, 7 — анод); б — разрез кинескопа с ионной ловушкой (1 — магнит ионной ловушки, 2 — фокусирующая катушка, 3 — отклоняющая катушка, 4 — проводящее покрытие, 5 — металлический корпус, 6 — стекло, 7 — электронный пучок); в — внешний вид кинескопа с ионной ловушкой.

тельно невысок, то ниже будет идти речь только о трубках с электростатическим отклонением. Пусть отклоняющееся поле направлено по  $x$  (см. рис. 16 § 3, ч. 1) и отклоняющее напряжение равно

$$U_{\text{отк}} = U_0 \cos \omega t. \quad (36.10)$$

Электроны получают по направлению  $x$  ускорение

$$\ddot{x} = \frac{e}{md} U_0 \cos \omega t = \frac{\eta}{d} U_0 \cos \omega t. \quad (36.11)$$

Для электрона, входящего в поле в момент  $t_0$ , будем иметь:

$$(x)_{t=t_0} = 0; \quad (\dot{x})_{t=t_0} = 0; \quad (U_{\text{отк}})_{t=t_0} = U_0 \cos \omega t_0 \quad (36.12)$$

Интегрируя (36.11) при этих начальных условиях, находим:

$$\dot{x} = \frac{\eta U_0}{\omega d} [\sin \omega t - \sin \omega t_0], \quad (36.13)$$

$$x = \frac{\eta U_0}{\omega^2 d} [\cos \omega t_0 - \cos \omega t - \omega (t - t_0) \sin \omega t_0]. \quad (36.14)$$

Пусть  $t$  — момент вылета электрона из поля, тогда  $(t - t_0) = \tau$  — время пролета электрона через поле.

Изменение фазы колебательного напряжения на пластинах за время пролета  $\tau$ , т. е. величина

$$\theta_\tau = \omega \tau, \quad (36.15)$$

называется углом пролета электрона. Будем считать, что отклонение в самом отклоняющем поле мало. Тогда отклонение электрона, вошедшего в поле в момент  $t_0$ , будет

$$(h_E)_{t_0} \approx \dot{x}_{t_0} = \left( \frac{dx}{dz} \right)_{z=l_E} L = \frac{\left( \frac{dx}{dt} \right)_{t=\tau+t_0}}{\frac{dz}{dt}} L = \frac{(\dot{x})_{t=\tau+t_0}}{v_{0z}} L, \quad (36.16)$$

так как скорость по направлению  $z$  не меняется и

$$\frac{dz}{dt} = v_{0z} = \sqrt{2\eta U_a}.$$

Подставляя в (36.13)  $t = \tau + t_0$  и внося полученное значение  $(\dot{x})_{t=\tau+t_0}$  в (36.16), получим:

$$(h_E)_{t_0} = \frac{\eta L U_0}{\omega d v_{0z}} [\sin \{ \omega (\tau + t_0) \} - \sin \omega t_0]. \quad (36.17)$$

Используя соотношение  $U_a = \frac{v_{0z}^2}{2\eta}$ , формулу (36.8) можно написать в виде

$$s_E = \frac{l_E L 2\eta}{2v_{0z}^2 d} = \frac{\eta l_E L}{v_{0z}^2 d}. \quad (36.18)$$

Из (36.17) и (36.18) легко получить:

$$\frac{(h_E)_{t_0}}{U_0} = s_E \frac{\sin \left( \frac{\omega \tau}{2} \right)}{\frac{\omega \tau}{2}} \cos \left\{ \omega \left( t_0 + \frac{\tau}{2} \right) \right\} = s(\omega) \cos \left\{ \omega \left( t_0 + \frac{\tau}{2} \right) \right\}, \quad (36.19)$$

где

$$s(\omega) = s_E \frac{\sin \left( \frac{\omega \tau}{2} \right)}{\frac{\omega \tau}{2}} \quad (36.20)$$

не зависит от момента вступления электрона в поле  $t_0$ . Через отклоняющее поле проходит непрерывный поток электронов и за время наблюдения будут встречаться всевозможные  $t_0$ . Косинус в (36.19) будет иметь для разных электронов всевозможные значения от  $+1$  до  $-1$ , и пятно на экране растянется в полоску длиной  $2U_0s(\omega)$ . Отношение наибольшего отклонения пятна (половины длины полоски) к амплитуде отклоняющего напряжения равно

$$\frac{h_{\max}}{U_0} = S_{\text{дин}}; \quad (36.21)$$

$S_{\text{дин}}$  можно назвать динамической чувствительностью трубки. Если время пролета электрона в поле пластин много меньше периода колебаний  $T$ , то

$$\frac{\omega\tau}{2} = \frac{2\pi\tau}{2T} = \frac{\pi\tau}{T} \ll 1$$

и отношение  $\frac{\sin(\omega\tau/2)}{\omega\tau/2}$  очень близко к единице, а динамическая чувствительность равна статической. На рис. 301 по оси ординат отложено отношение  $s(\omega)/s_E = A$ , а по оси абсцисс — угол пролета электрона  $\theta_r = \omega\tau$ . Чертеж показывает, что динамическая чувствительность — осциллирующая функция угла пролета, проходящая через нуль при  $\theta_r = 2\pi, 4\pi, \dots$ . Существенно, что максимумы снижаются при увеличении угла пролета. Если считать допустимым режим трубки, в котором динамическая чувствительность составляет не менее 60% от статической, то из рис. 301 следует, что при этом

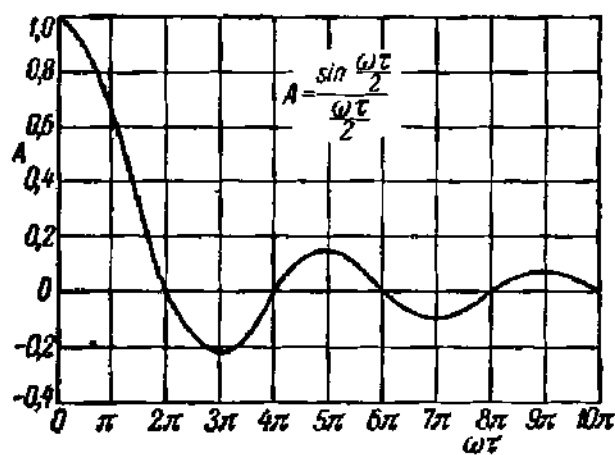


Рис. 301. График функции  $A(\omega\tau) = \sin$

$$\frac{\omega\tau}{2} / \frac{\omega\tau}{2}.$$

$$\omega\tau \approx \pi, \quad \tau \approx \frac{T}{2}. \quad (36.22)$$

Отсюда предельная длина волны

$$\lambda_{\text{пред}} = cT_{\text{пред}} = 2\tau c = \frac{2l_E c}{v_{0z}} = \frac{2l_E c}{\sqrt{2\eta U_a}}$$

или, если  $U_a$  выразить в вольтах и  $l_E$  в сантиметрах:

$$\lambda_{\text{пред}} \approx 10^3 \frac{l_E}{\sqrt{U_a}} \text{ [см]}.$$

Например, при  $l_E = 3 \text{ см}$ ,  $U_a = 2500 \text{ в}$ ,  $\lambda_{\text{пред}} = 60 \text{ см}$ .

Из приведенных выше расчетов следует, что конечность времени пролета электронов через отклоняющую систему трубки не создает непреодолимых препятствий для работы осциллографа в дециметровом, а при некотором увеличении ускоряющего напряжения  $U_a$  и в сантиметровом диапазонах. Однако выпускаемые промышленностью осциллографы далеко не достигают этого предела по ряду причин (уменьшение яркости изображения вследствие необходимости повышать скорость записи при увеличении частоты, трудности с подведением напряжения сверхвысокой частоты к отклоняющим пластинам и паразитные емкостные связи между ними, трудности в разработке схем развертки и усилителей в диапазоне СВЧ и др.).

Эти трудности частично отпадают при осциллографировании с однократным пробегом луча и небольшой чувствительностью. В литературе описано несколько конструкций осциллографов с очень тонким лучом (диаметр пятна до  $10^{-3}$  мм), отклоняющими пластинами чрезвычайно малых размеров и высоким ускоряющим напряжением, позволивших записать колебания с частотами до 10 000 мГц ( $\lambda = 3$  см). Разработка осциллографов высокой чувствительности (порядка десятых миллиметра на вольт) для частот в диапазоне тысяч мегагерц оказалась возможной только при условии замены отклоняющих пластин совершенно иной отклоняющей системой (отклоняющей системой бегущей волны, § 51) (обзор см. [Л.4.30]).

**4. Электронные переключатели.** Управляемый электронный луч позволяет производить переключение в электрических цепях гораздо быстрее всякого механического переключателя. Электронные быстродействующие переключатели используются во многих областях техники (автоматическое управление, многоканальная связь и т. п.).

В качестве электронного переключателя можно применить обычную осциллографическую электронно-лучевую трубку, заменив в ней экран системой контактных пластин — ламелей (рис. 302). При подаче на отклоняющие пластины напряжений одинаковой частоты, сдвинутых на  $90^\circ$  по фазе, луч будет вращаться вокруг оси прибора, переходя с одной ламели на другую и последовательно замыкая ток в сопротивлениях, включенных по схеме, показанной на рисунке внизу. Недостатки переключателей этого типа: слабый ток, высокое рабочее напряжение и относительно большие размеры трубки.

От этих недостатков в значительной мере свободен переключатель с вращающимся плоским лучом, простейшая конструкция электродов которого

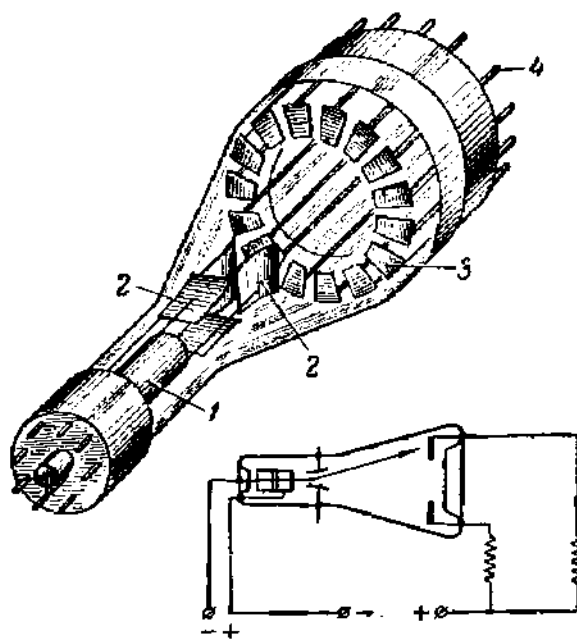


Рис. 302. Электронный переключатель с тонким лучом.

1 — прожектор; 2 — отклоняющие пластины; 3 — ламели переключателя; 4 — выводы ламелей. Внизу — схема включения.

показана на рис. 303. Этот переключатель представляет собой помещенный в поперечное магнитное поле диод с анодом, разделенным на ряд сегментов. Если магнитное поле достаточно сильно, то 85—90% эмиттированных электронов, имеющих, как известно, небольшую начальную скорость, стягиваются в два узких плоских луча. Траектории электронов в лучах —

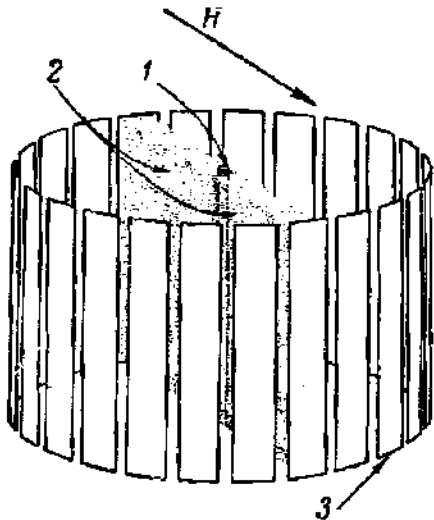


Рис. 303. Принцип электронного переключателя с вращающимся плоским лучом.

1 — катод; 2 — луч; 3 — секционированный анод.

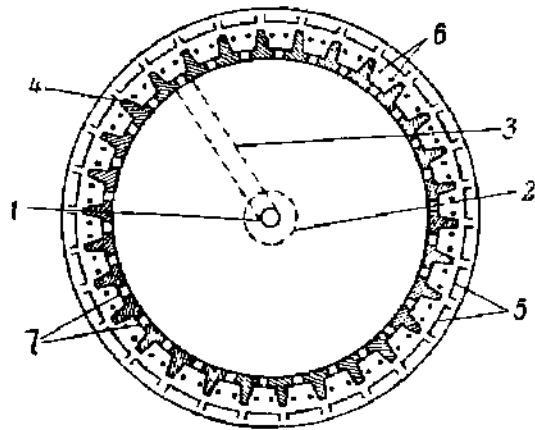


Рис. 304. Сечение электронного переключателя с плоским лучом:

1 — катод; 2 — управляющая сетка; 3 — электронный луч; 4 — экранирующая сетка; 5 — пластины анода; 6 — защитная сетка; 7 — щели в экране.

спирали небольшого радиуса. Применяя обычные в электротехнике способы вращения магнитного поля, можно заставить пучки переходить с одного сегмента на другой и осуществлять переключение. Такой переключатель требует как обычный диод напряжения порядка 100—200 в и может давать ток в несколько десятков миллиампер в луче. Более совершенным является переключатель «пентодного» типа, сечение которого представлено на рис. 304. Электроды, конструкция которых понятна из чертежа, можно назвать по аналогии с пентодом управляющей сеткой, экранирующей сеткой, защитной сеткой и анодом. Назначение управляющей сетки — управление общей силой тока в пучке. Конструкция сегментов экранирующей сетки и расположение щелей в ней таковы, что луч всегда целиком попадает только на один сегмент анода, расположенный за щелью, и токи на соседние сегменты равны нулю. Защитную сетку можно использовать для подавления динаotronного эффекта и для модуляции тока на отдельные сегменты и, наконец, для подавления одного из двух лучей переключателя. В последнем случае проволоки защитной сетки соединяют в несколько отдельных групп и подают на них напряжение с таким расчетом, чтобы на одну из групп в период прохождения луча было подано нулевое напряжение, а на диаметрально ей противоположную группу — большое отрицательное напряжение. Тогда к сегментам анода первой группы луч пройдет, так как проволоки защитной сетки будут включены как защитная сетка пентода, но с другой стороны доступ к аноду закрыт и второй луч таким образом будет устранен.

Устройство для получения вращающегося магнитного поля в описанном переключателе с широким лучом удорожает и утяжеляет прибор; кроме того, вращающиеся магнитные поля с частотой вращения более  $10^4$  гц трудно осуществить. Лучшие результаты дает переключатель того же типа, но с вращающимся электрическим полем [Л, 4.2, гл. 10].

Другой тип переключателя с плоским лучом получил название трохотрона. Мы ограничимся тем, что выясним принцип управления лучом в трохотроне.

Между плоскими электродами  $A$  и  $P$  (рис. 305) перпендикулярно к плоскости рисунка расположен нитевидный катод  $K$ . Весь прибор помещен в магнитное поле, перпендикулярное к чертежу. Как известно (§ 2, ч. I),

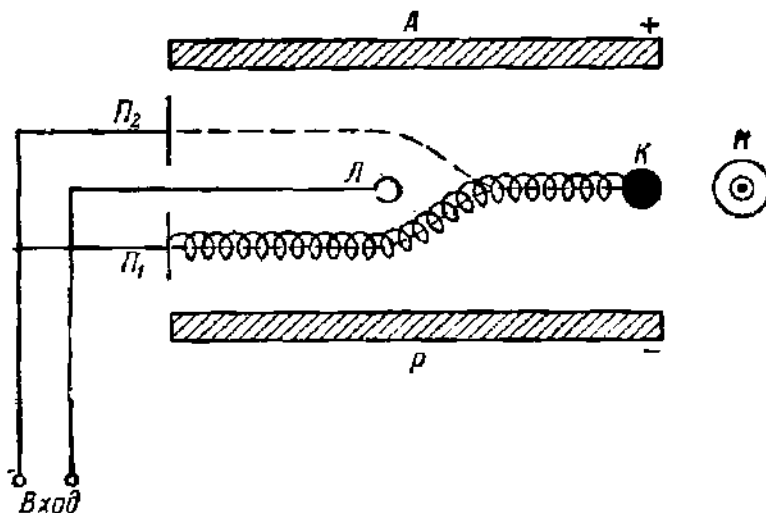


Рис. 305. Принцип управления лучом в трохотроне.

в скрещенных магнитном и электрическом полях электроны движутся по трохоидам, направляющими которых служат эквипотенциальные линии электрического поля. Легко видеть, что в нашем случае, когда электроны начинают движение с катода, имеющего нулевой потенциал, направляющей для всех трохойд будет служить нулевая эквипотенциальная поверхность. При достаточно сильном магнитном поле трохойды тесно прижаты к этой поверхности и весь поток электронов образует плоский пучок. Положение нулевой эквипотенциальной поверхности в левой части прибора зависит от потенциала электрода  $L$ . Если  $U_L > 0$ , то нулевая поверхность проходит ниже  $L$  и все электроны попадают в нижнюю камеру на электрод  $\Pi_1$ ; если же  $U_L < 0$ , то луч, следуя новому положению нулевой поверхности, проходит в верхнюю камеру на электрод  $\Pi_2$ . Следовательно, меняя  $U_L$ , например, подавая импульсы напряжения между  $A$  и  $L$ , можно перебрасывать луч из одной камеры в другую.

Можно построить прибор, имеющий не две камеры, как на рис. 305, а ряд камер или даже несколько рядов, и, управляя положением нулевой эквипотенциальной поверхности, переводить луч из одной камеры в другую. Такие многокамерные трохотроны применяются в счетчиках импульсов, где они могут обеспечить высокую скорость счета (до  $10^5$  в секунду).

### § 37. Передающие телевизионные трубки. Запоминающие трубки (потенциалоскопы)

Как известно, высококачественная передача изображений по каналам радиосвязи стала возможной только после перехода от оптико-механических передающих систем к электронным. Сформулируем те требования, которые предъявляются к электронному прибору, служащему для передачи изображений.

Изображение неподвижного или медленно движущегося предмета проектируется на поверхность одного из электродов прибора, специально для этого предназначенного, например на мозаику иконоскопа. На этой поверхности создается световая картина (кадр) с тем или иным распределением яркости. Передающая телевизионная трубка должна преобразовать световую картину в ряд электрических сигналов (сигналов изображения), интенсивность которых соответствует отдельным небольшим кускам (элементам разложения) картины, и передать их последовательно в определенном заданном порядке на вход усилителя, через который осуществляется модуляция телевизионного передатчика. Сигналы изображения, принятые телевизионным приемником, управляют яркостью пятна, создаваемого электронным лучом на экране приемной ЭЛТ так, как это было описано в предыдущем параграфе. Если заставить пятно двигаться по экрану в том же порядке и с той скоростью, с какими передаются элементы разложения кадра в передающей трубке, то вследствие инерции световых восприятий, свойственной глазу, при достаточной скорости передачи наблюдатель увидит на экране приемной трубки передаваемую картину.

Из всего сказанного следует, что в передающей трубке должны иметься, во-первых, электрод с фотоэлектрически чувствительной поверхностью, преобразующий световую картину в электрические токи, и, во-вторых, специальное устройство, позволяющее снимать эти токи в определенном порядке с разных мест фотоэлектрически чувствительной поверхности. Преобразование световой картины в последовательность электрических сигналов должно протекать без существенных искажений, и, при освещенностях, достижимых на практике, электрические сигналы должны иметь амплитуду, в достаточной степени превышающую флуктуационные помехи. Кроме того, передача электрических сигналов, полученных от разных элементов разложения, должна происходить в быстром темпе, так как чем больше число элементов разложения, тем больше четкость передачи кадра, а число кадров в секунду в случае отсутствия мелькания должно быть не менее 25 (при чересстрочной передаче).

Передающие телевизионные трубки разделяются на трубки без накопления заряда (трубки поочередного действия) и трубки с накоплением заряда. К первым принадлежат диссектор Фарнворта и трехэлектродный фотоэлемент Г. В. Брауде [Л.4.23, гл. XII]. Трубки без накопления заряда мало чувствительны и пригодны только для работы в условиях очень большой освещенности передаваемой картины. Они применялись поэтому только для передачи кинокартин, где большая освещенность всегда возможна [Л.4.2, гл. 9; Л.4.23 и Л.4.22].

К группе трубок с накоплением заряда относятся трубки типа иконоскопа и ортикона, а также описанный в гл. 9 видикон-передающая телевизионная трубка, действие которой основано на явлении

фотопроводимости. В настоящее время в телевизионных устройствах используются почти исключительно трубки с накоплением заряда.

1. **Диссектор Фарнsworthа.** В качестве примера трубки поочередного действия рассмотрим диссектор Фарнsworthа (рис. 306). Передаваемое изображение проектируется на полупрозрачный фотокатод,

откуда электронное изображение с помощью однородного магнитного поля, созданного фокусирующей катушкой, переносится на металлический экран, в котором сделано небольшое отверстие, вырезающее из электронного изображения один элемент разложения.

С помощью двух пар отклоняющих катушек на отверстие экрана поочередно, в построчном порядке, направляются электроны со всех участков фотокатода. Прошедшие через отверстие электроны собираются коллектором, и их ток в принципе можно использовать в качестве тока сигнала. Но достаточная четкость изображения получается только тогда, когда элемент разложения, т. е. площадь отверстия в экране, очень мала. Фототок с небольшого участка катода, здесь равный току сигнала, очень слаб, и он сначала усиливается вторичноэлектронным множителем (не показанным на рисунке) и только после этого попадает в нагрузочное сопротивление, напряжение с которого подается на вход лампового усилителя. Как уже было отмечено, диссектор оказался пригодным только для передачи очень сильно освещенных картин.

2. **Принцип накопления заряда.** Фотомеханическая модель передающего телевизионного устройства. Во всех современных трубках используется принцип накопления заряда на емкости, который использовался еще в ранних исследованиях фотоэлектронной эмиссии. Указание на возможность его использования для передачи изображений имеются уже у основоположников электронного телевидения Б. Л. Розинга и Кемпбелл-Свинтона. Рассмотрим модель фотомеханического устройства, с помощью которой можно уяснить принцип накопления заряда\*).

Плоская панель покрыта тесно расположенными маленькими фотоэлементами, один ряд которых изображен на рис. 307. Общее

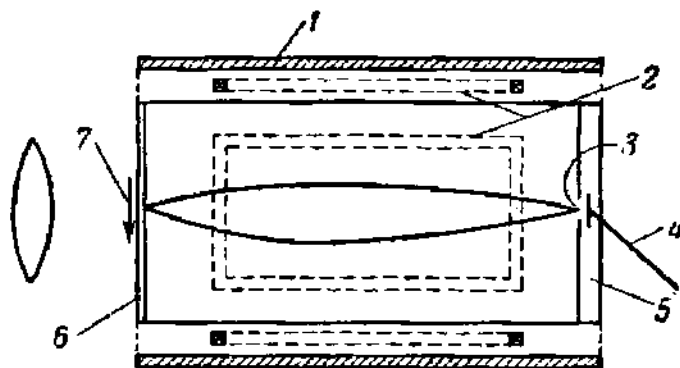


Рис. 306. Диссектор Фарнsworthа.

1 — фокусирующая катушка; 2 — отклоняющие катушки; 3 — электронное изображение; 4 — коллектор сигналов; 5 — экран; 6 — полупрозрачный фотокатод; 7 — оптическое изображение.

\*) Как указывает С. И. Катаев (Л. 4.22, примечание на стр. 770), утвердившийся в литературе термин «принцип накопления заряда» неудачен. Правильнее было бы говорить об «эффекте накопления заряда».



число фотоэлементов равно  $N$ . Аноды фотоэлементов соединены вместе, а от катодов сделаны выводы к контактам коммутатора  $K$  и левым обкладкам одинаковых по емкости конденсаторов  $C_1, C_2, C_3, \dots$ . Ручка коммутатора вращается с частотой  $n = \frac{1}{T}$ , и конденсаторы поочередно  $n$  раз в секунду разряжаются через сопротивление

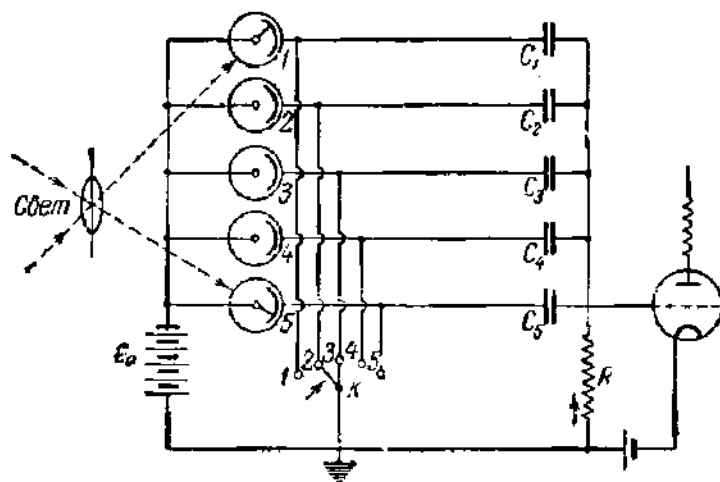


Рис. 307. Модель, поясняющая принцип накопления заряда.

ление  $R$ . Будем считать, что продолжительность замыкания каждого из контактов  $\tau = \frac{1}{nN} \gg CR$ ; тогда при замыкании конденсаторы каждый раз успевают полностью разрядиться. Время  $\tau$ , в течение которого отдельный конденсатор остается замкнутым на сопротивление  $R$ , назовем временем разряда.

На панель, покрытую фотоэлементами, проектируется изображение-кадр передаваемой картины. Емкости  $C_1, C_2, \dots$  будут заряжаться фототоками через сопротивление  $R$ , и напряжения  $U_1, U_2, \dots$  на них будут расти. Пока напряжения  $\mathcal{E}_0 - U_1, \mathcal{E}_0 - U_2, \dots$  остаются больше напряжений насыщения, фототоки будут оставаться постоянными и равными токам насыщения и заряды всех конденсаторов возрастать линейно со временем, оставаясь пропорциональными попадающим на фотоэлементы световым потокам и, значит, пропорциональными освещенностям в соответствующих местах кадра. Это условие будет всегда выполнено при достаточно большой э. д. с.  $\mathcal{E}_0$ . Совокупность напряжений  $U_1, U_2, \dots$ , называемая потенциальным рельефом, отражает, таким образом, распределение освещенности по кадру. При вращении ручки коммутатора через  $R$  будут проходить разрядные токи и осциллограмма напряжения на  $R$  будет иметь вид зубчатой кривой (рис. 307). Но после прохождения через усилитель и канал связи с антенной, вследствие того что их полоса пропускания ограничена, в эфир передается сигнал, имеющий форму усредненной кривой, показанной на рис. 308 пунктиром. Эта кривая повышается на

интервале 4, соответствующем сильно освещенному фотоэлементу, и понижается тогда, когда протекает ток от слабо освещенных фотоэлементов (самый слабый на интервале 5). Иными словами, усредненная кривая отражает распределение яркости по кадру

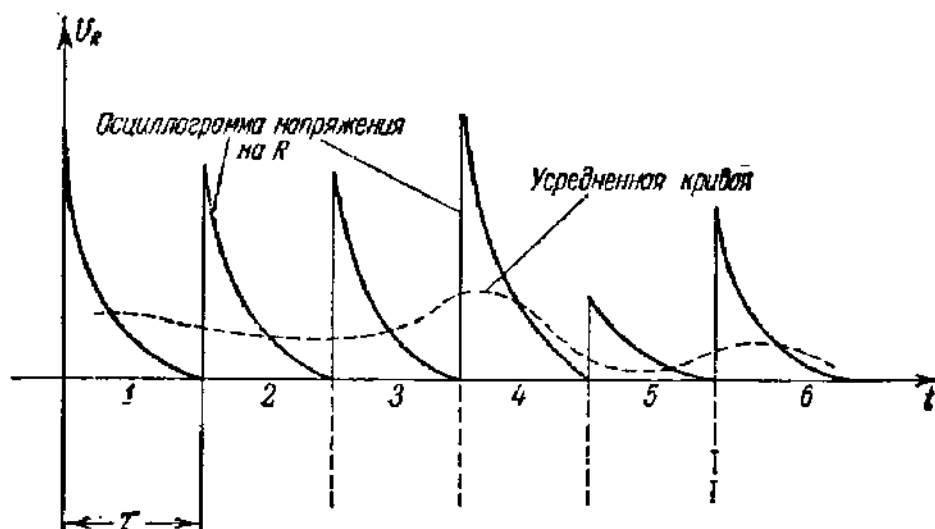


Рис. 308. Осциллограмма напряжения на сопротивлении модели.

и именно ее и следует называть кривой сигнала. Мерой величины сигнала может служить средняя сила тока  $i_{\text{ср}}$  на интервале  $\tau$ . Зарядка каждого конденсатора током насыщения  $i_{\text{ф}}$  длится  $T$  сек, а разрядка его  $\tau$  сек. Отсюда

$$i_{\text{ф}} T = i_{\text{ср}} \tau; \quad \frac{i_{\text{ср}}}{i_{\text{ф}}} = \frac{i_{\text{сигн}}}{i_{\text{ф}}} = \frac{T}{\tau} = N.$$

Ток сигнала в  $N$  раз больше фототока, так как заряд на конденсаторе накапливается  $T$  сек и разряжается, образуя ток сигнала, только в течение  $\tau$  сек. В системе с накоплением заряда световой поток используется в течение всего времени освещения им фоточувствительной поверхности. В этом огромное преимущество систем с накоплением заряда перед системами поочередного действия, в которых  $i_{\text{сигн}} = i_{\text{ф}}$ .

Заметим, что в форме токов сигнала через  $R$  проходит за достаточно большой отрезок времени тот же самый заряд, который проходит через сопротивление  $R$  в обратном направлении в форме заряжающих фототоков. Поэтому постоянная составляющая тока через  $R$  оказывается скомпенсированной.

Как известно, качество изображения тем лучше, чем больше при заданном размере кадра число элементов разложения  $N$ . При увеличении числа элементов разложения в отношении  $N_1/N_2$  в том же отношении уменьшится световой поток, падающий на каждый фотоэлемент. Но и время разряда  $\tau = T/N$  уменьшается в том же отношении, так что ток сигнала  $i_{\text{сигн}} = i_{\text{ср}}$  остается прежним. Ток сигнала

не зависит, следовательно, от размеров и числа фотоэлементов, если только по-прежнему каждому фотоэлементу соответствует особый контакт коммутатора. Это происходит вследствие уменьшения времени разряда  $\tau$  при увеличении  $N$ .

Модель (рис. 307), дающая по сравнению с трубкой без накопления заряда выигрыш в токе сигнала в  $N$  раз, принципиально осуществима. Но практическое ее осуществление встречается с двумя трудностями. Во-первых, нужно изготовить поверхность, покрытую очень большим числом изолированных друг от друга очень маленьких фотокатодов, и, во-вторых, нужно сконструировать коммутатор, который позволил бы коммутировать все фотокатоды, находящиеся в пределах кадра не менее чем 25 раз в секунду, для того чтобы избежать мельканий изображения. Это составит сотни тысяч, а при большей четкости изображения и миллионы переключений в секунду. Очевидно, что механический коммутатор с таким числом переключений сделать невозможно.

**3. Иконоскоп.** Первую задачу — изготовление поверхности, покрытой изолированными друг от друга маленькими фотокатодами, удалось решить с помощью так называемой мозаики. При изготовлении мозаики сначала на поверхность слюдяной пластины наносят большое число изолированных друг от друга зерен серебра. Эта операция может быть выполнена различными способами. Практически пригоден и такой способ: слюдяную пластинку покрывают слоем соединения серебра, диссоциирующего при нагревании, например слоем окиси серебра. Окись серебра наносится на слюду в виде распыленного порошка, затем слюда со слоем порошка быстро нагревается. При этом серебро восстанавливается без слияния отдельных зерен в капли и получается мозаика очень тонкой структуры. Пластинка с зернами серебра проходит затем обычную обработку кислородом и парами цезия в вакууме, и зерна серебра превращаются в миниатюрные фотокатоды. Обратная сторона слюды покрывается слоем металла. Этот слой называется сигнальной пластиной. Типичные данные мозаики таковы: толщина слюды 25—50  $\mu$ , средний диаметр зерен порядка 1  $\mu$ , коэффициент заполнения 30—40%, фоточувствительность 10—15  $\mu\text{ка/лм}$ . Мозаика с зернами серебра на слюде позволила решить первую из указанных выше задач; о способах изготовления мозаики см. [Л.4.22, гл. 9].

Решение второй задачи было найдено в замене механического коммутатора бегающим электронным лучом, при движении которого по мозаике в нагрузке появляются сигналы изображения (видео-сигналы). Передающая телевизионная трубка с бегающим электронным лучом была названа иконоскопом. В телевизионной технике процесс последовательной передачи всех элементов разложения, входящих в передаваемую картину, называется разверткой изображения. В иконоскопе развертка изображения осуществляется посредством бегающего по мозаике электронного луча.

Устройство иконоскопа показано на рис. 309. Изображение отбрасывается объективом  $L$  на мозаику  $5$ , плоскость которой во избежание оптических искажений перпендикулярна к оси объектива. Сигнальная пластинка  $6$ , расположенная на обратной стороне мозаики, через сопротивление  $R$  подключена ко второму аноду электронного

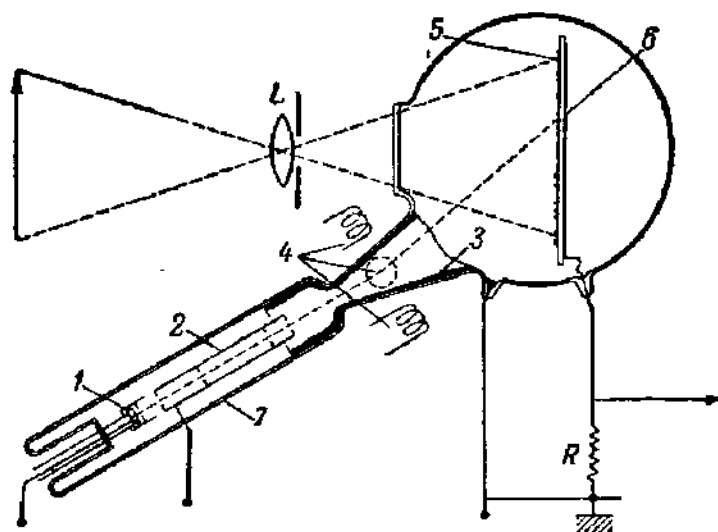


Рис. 309. Иконоскоп.

1 — катод; 2 — первый анод прожектора; 3 — второй анод; 4 — отклоняющие катушки; 5 — мозаика; 6 — сигнальная пластинка; 7 — отрезок баллона, в котором размещена трубка.

прожектора  $3$ . Электронный прожектор размещен в отростке баллона  $7$  таким образом, что ось прожектора составляет острый угол с оптической осью объектива. Электронный луч косо падает на мозаику; это обстоятельство создает искажение изображения и является недостатком иконоскопа, неизбежным, однако, так как при перпендикулярном падении электронного луча прожектор отбрасывал бы тень на мозаику. Электронный прожектор имеет обычную конструкцию; его второй анод покрывает переднюю часть баллона, за исключением окошка для пропуска света, и доходит почти до мозаики. Типичные данные прожектора иконоскопа  $I_{\text{лучка}} = 0,25 \text{ мка}$ ,  $U_{A_1} = 190 \text{ в}$ ,  $U_{A_2} = 750 \text{ в}$ . Пятно покрывает от 100 до 1000 зерен мозаики, так что различие в размерах зерен и беспорядочность их размещения на поверхности не имеют значения. Как видно из сказанного, изготовление прожектора иконоскопа, работающего при относительно небольших токах и напряжениях, не представляет особых трудностей. С помощью отклоняющих катушек, питаемых токами соответствующей формы, луч прочерчивает одну за другой строки кадра, перескакивая в конце строки к началу следующей, а в конце кадра к началу нового. Замыкание контакта коммутатора модели рис. 307 разряжает соответствующую емкость, сводя разность потенциалов его до нуля. Бегающий электронный луч действует на разность потенциалов

емкости между зерном мозаики и сигнальной пластиной совершенно иначе. Чтобы разобраться в этом, рассмотрим сначала действие бегающего луча на неосвещенную мозаику.

Напряжение второго анода прожектора  $U_{A_2}$  всегда лежит в области, где коэффициент вторичной эмиссии мозаики  $\sigma_{\text{моз}} > 1$ . Как было установлено в § 31, в этом случае потенциал места попадания первичных электронов — пятна, должен быть несколько выше  $U_{A_2}$ . Из опыта было найдено, что потенциал пятна равен приблизительно  $+3$  в по отношению к  $A_2$ . Ток вторичных электронов с мозаики равен  $\sigma_{\text{моз}} I_1$ , где  $I_1$  — ток в пучке; при этом на  $A_2$  идет ток  $I_1$ , а ток остальных вторичных электронов  $(\sigma_{\text{моз}} - 1) I_1$  возвращается на мозаику. Эти электроны попадают главным образом на места с положительным потенциалом и понижают его до некоторого равновесного значения, которое устанавливается в тех местах мозаики, где электронный пучок прожектора побывал уже давно. Равновесное значение потенциала неосвещенной мозаики называется уровнем черного, и по опытным данным, оно равно  $-1,5$  в.

В итоге, когда луч бежит по неосвещенной мозаике, потенциал на ней в точке, которую проходит пятно, скачком меняется от  $-1,5$  до  $+3$  в, причем область равновесного потенциала ( $-1,5$  в) простирается на большую часть площади мозаики. Это иллюстрируется рис. 310, а и б, на которых представлено распределение

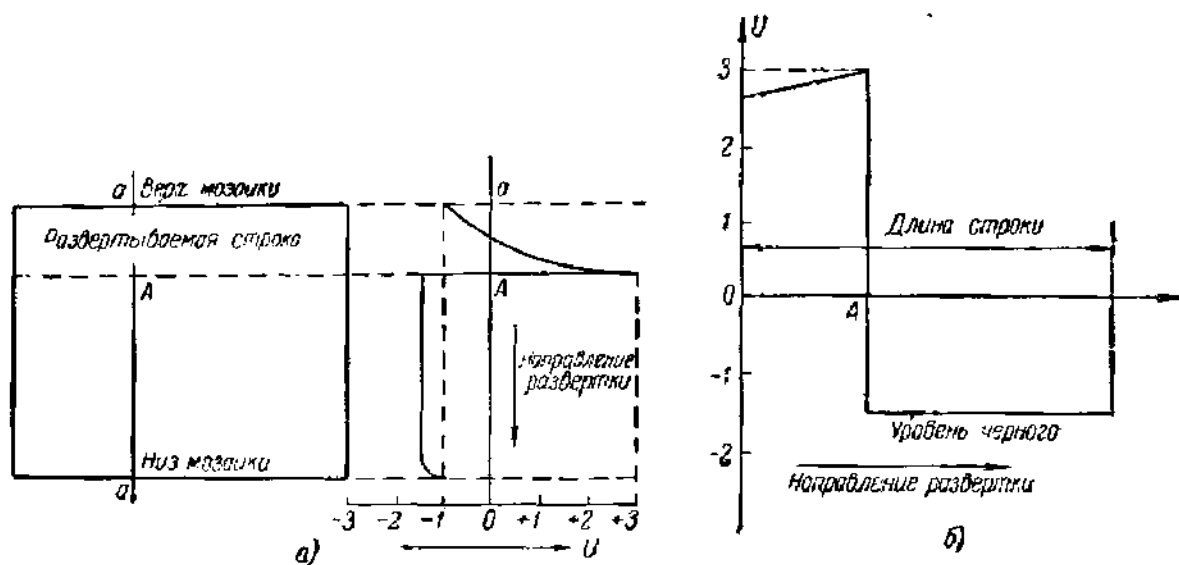


Рис. 310. Распределение потенциала на неосвещенной мозаике.

а — поверхность мозаики (слева) и распределение потенциала (справа) вдоль линии *aa*, перпендикулярной к развертываемой строке; б — распределение потенциала вдоль развертываемой строки. Кривые распределения даны для момента времени, когда пятно находится в точке А.

потенциала перпендикулярно к той строке, по которой движется пятно, и вдоль нее. Цифры  $+3$  и  $-1,5$  в, приведенные выше, для различных образцов мозаики могут несколько отличаться. Таким образом, прохождение бегающего луча вызывает не разрядку емкости

«зерно мозаики» — «сигнальная пластина», как в модели рис. 307, а перезарядку ее от  $-1,5$  до  $3$  в.

С фотокатодов-зерен освещенной мозаики на второй анод  $A_2$  все время текут фототоки, и потенциал зерен освещенной мозаики по отношению к уровню черного повышается тем больше, чем больше яркость. Однако потенциал мозаики не может превысить  $U_{A_2}$  больше чем на величину, соответствующую максимальной начальной скорости фотоэлектронов. В согласии с этим оказалось, что за время передачи кадра потенциал в местах наибольшей яркости достигает примерно  $+1$  в по отношению к  $U_{A_2}$ , т. е. величины на  $2,5$  в выше уровня черного. Графики изменения потенциала участков мозаики после прохождения пятна в зависимости от времени при разных яркостях показаны на рис. 311, причем время установления значительно меньше времени передачи кадра. Чем больше яркость, тем выше устанавливается потенциал.

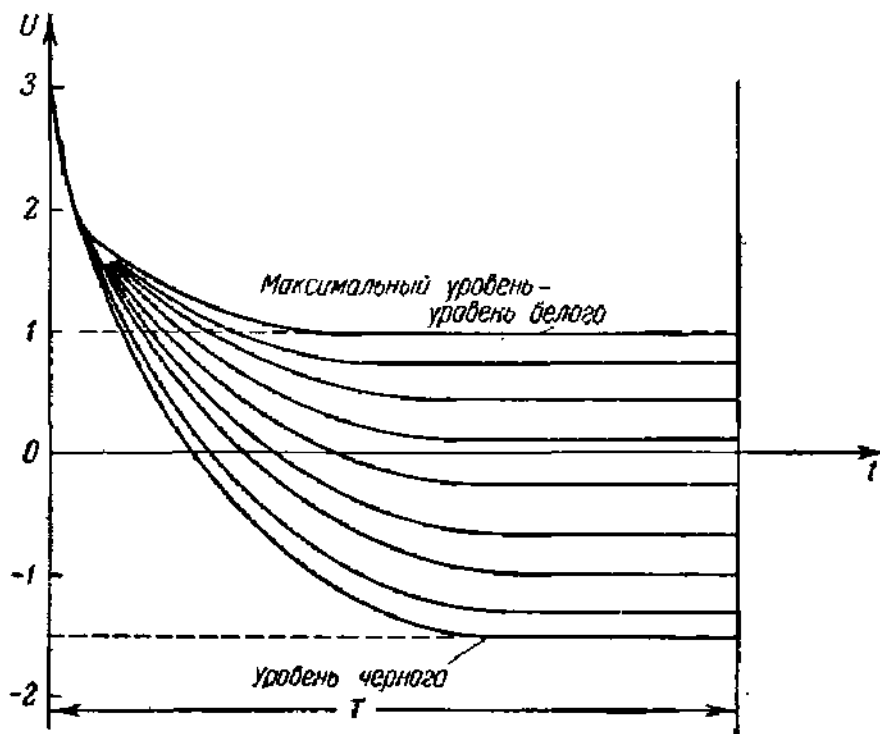


Рис. 311. Установление равновесного потенциала при различных освещенностях мозаики.

Если на мозаику спроектирован кадр с некоторым распределением яркости, то распределение потенциала вдоль строки, по которой движется пятно, изобразится кривой, характер которой показан на рис. 312. Эта кривая воспроизводит распределения яркости вдоль соответствующей строки. Прохождение луча повышает потенциал до  $+3$  в; можно сказать, что луч «стирает» со строки потенциальный рельеф. Стирание рельефа сопровождается скачками потенциала, достигающими до  $4,5$  в в «черной» точке  $B$  (скачок  $BB'$ ) и

уменьшающимися до  $\sim 2$  в в таких сильно освещенных местах, как точка  $C$  (скачок  $CC'$ ). Это происходит потому, что с темных участков на анод уходит больше электронов, чем со светлых, хотя общее число электронов, вырываемых электронным пучком, везде одинаково.

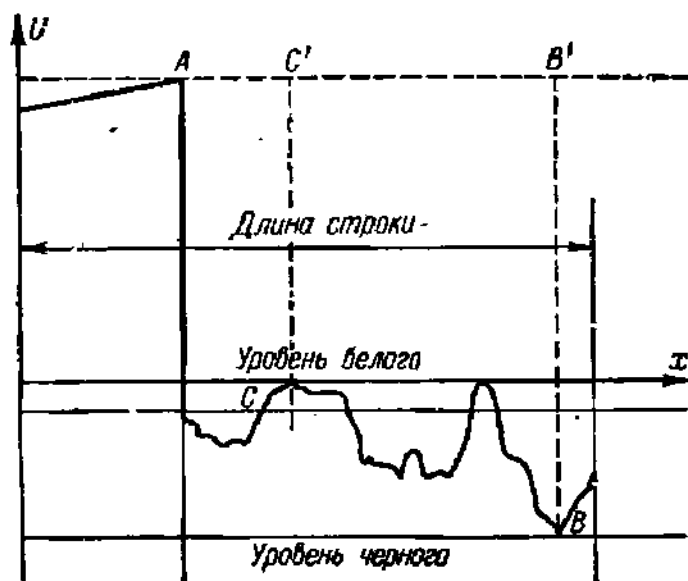


Рис. 312. Распределение потенциала вдоль строки мозаики, на которую спроектирован передаваемый кадр.

Как видно, скачок напряжения и соответствующий ему импульс тока в сопротивлении  $R$  тем меньше, чем больше яркость кадра. Полезный сигнал измеряется разностью этих двух скачков, и он, очевидно, создается за счет заряда, накопленного во время прохождения кадра в процессе фотоэлектронной эмиссии. Иными словами, формула (37.1), полученная выше для модели рис. 307, была бы справедлива и для иконоскопа, если бы накопление заряда на зернах мозаики и коммутация происходили в тех же условиях, что и на фотокатодах модели. К сожалению, это далеко не так и теоретически возможный выигрыш оказывается реализованным далеко не полностью. Это происходит по двум причинам.

Во-первых, электроны, выброшенные с поверхности мозаики, не все проходят через внешнюю цепь. Как уже было отмечено выше, только  $1/\sigma_{\text{моз}}$  от общего числа вышедших с мозаики электронов попадают на второй анод и в сопротивление  $R$ , а остальные возвращаются обратно на мозаику. Это уменьшает полезный эффект не менее чем вчетверо, так как  $\sigma_{\text{моз}} = 4 \div 5$ .

Во-вторых, в отличие от фотоэлементов модели рис. 307 фотоэлементы, образованные зернами мозаики и анодом  $A_2$ , работают далеко не в режиме насыщения. Ускоряющее напряжение между мозаикой и  $A_2$ , как было показано выше, не может быть более 1,5 в,

а в течение части времени передачи кадра оно оказывается даже тормозящим.

Кроме того, во время накопления заряда часть фотоэлектронов вместо анода  $A_2$  попадает на близко лежащие положительно заряженные участки мозаики. Все это еще в несколько раз уменьшает полезный эффект. По экспериментальным данным в иконоскопе используется только 5—8% того, что могло бы дать накопление заряда. Все же по сравнению с трубками без накопления заряда чувствительность иконоскопа оказывается примерно в 10 000 раз больше. С помощью иконоскопа оказалась возможной передача не только кинокартин, но и сцен с природы.

Иконоскопу присущи также и другие недостатки, в большой степени устранимые ценой усложнения схемы передающего устройства. Вследствие косоного положения прожектора длина строчек на одной стороне кадра больше, чем на другой (трапециевидное искажение). Это искажение корректируется путем подачи в отклоняющие катушки дополнительного тока, вследствие чего происходит удлинение строк в соответствующих местах кадра [см. Л.4.5]. Следует заметить, что косоное падение луча не приводит к сколько-нибудь заметным колебаниям диаметра пятна в разных местах кадра.

Второй недостаток, носящий название «черного пятна», связан с неравномерным распределением возвращающихся обратно вторичных электронов по поверхности мозаики. Возвращающиеся электроны попадают в наибольшем числе на только что пройденные пятном участки мозаики. Это ставит в неодинаковое положение середину кадра, с одной стороны, и концы строк и верхние и нижние строки, где происходят перескоки пятна, с другой. Середина кадра получает в общем больше электронов, и уровень черного здесь ниже. Значит, уже на неосвещенной мозаике получается некоторый потенциальный рельеф с провалом посередине кадра. Очевидно, что при коммутации рельефа на освещенной мозаике скачки потенциала в середине кадра окажутся относительно большими и картина здесь получится темнее, чем в действительности. Для компенсации «черного пятна» на сигналы изображения приходится накладывать дополнительные сигналы от специальных генераторов, имеющие за пределами пятна большую амплитуду, чем в середине кадра (Л. 4.5, гл. 8). Без компенсации «черного пятна» передача с иконоскопом оказывается невозможной.

**4. Иконоскоп с переносом изображения.** Дальнейшее усовершенствование передающих телевизионных трубок пошло по пути устранения отмеченных выше недостатков иконоскопа. Невыгодный режим работы фотоэлементов мозаики (отсутствие насыщения) получается вследствие того, что в иконоскопе мозаика эмиттирует вторичные электроны и это автоматически доводит ее потенциал почти до потенциала анода. Целесообразно, значит, потенциальный рельеф перенести с фотокатода на другую поверхность и на ней коммути-



ровать рельеф электронным лучом. Это и сделано в иконоскопе с переносом изображения (рис. 313).

Изображение проектируется на полупрозрачный фотокатод 1 и затем, как в электроннооптическом преобразователе, переносится, но не на экран, а на диэлектрическую пластинку 4 (мишень), не имеющую зернистой структуры и обладающую большим коэффициентом

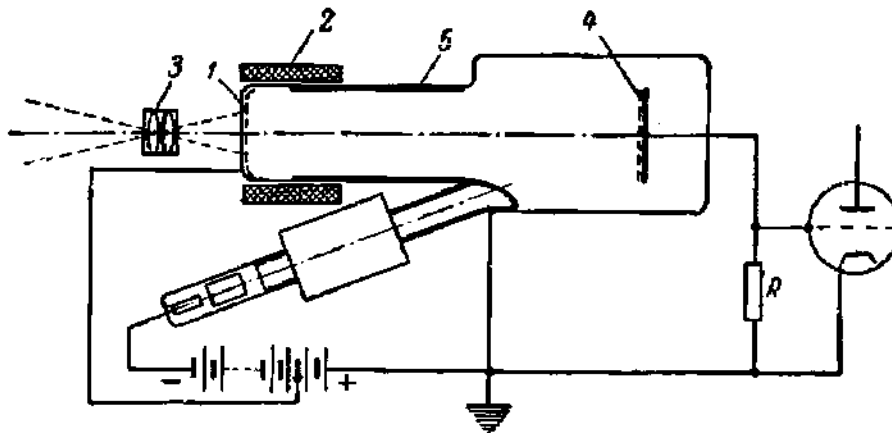


Рис. 313. Иконоскоп с переносом изображения.

1 — фотокатод; 2 — фокусирующая катушка; 3 — объектив; 4 — мишень;  
5 — анод.

вторичной эмиссии. Так как мишень 4 обладает очень малой проводимостью, то на ней вследствие вторичной эмиссии создается потенциальный рельеф, усиленный в  $\sigma_{\text{моз}}$  раз. Потенциальный рельеф на мишени коммутируется электронным лучом совершенно так же, как в иконоскопе.

Применение отдельного фотокатода дает двойную выгоду. Во-первых, его потенциал не связан с потенциалом второго анода и может быть сделан настолько низким, что фототок все время протекает в режиме насыщения. Во-вторых, вместо мозаики кислородно-цезиевых фотокатодов в нем применяется сплошной сурьмяно-цезиевый фотокатод, чувствительность которого в четыре-пять раз больше чувствительности мозаики. Кроме того, как уже указывалось, потенциальный рельеф усиливается вследствие того, что  $\sigma_{\text{моз}} > 1$ . Но полезную площадь кадра для устранения искажений, связанных с переносом изображения с помощью магнитной линзы, приходится уменьшить до  $1-4 \text{ см}^2$ . Остаются неустраненными и недостатки иконоскопа, связанные с распределением потоков вторичных элементов («черное пятно») и косым положением электронного прожектора.

Чувствительность трубок с переносом изображения примерно в 10 раз выше чувствительности простого иконоскопа.

**Б. Ортикон.** Передающая трубка с двусторонней мишенью (ортикон с переносом изображения или суперортикон). Неполное использование глубины потенциального рельефа мозаики, связанное с возвращением на нее части вторичных электронов, уменьшает чувствительность иконоскопа и является его неустраняемым недостатком.

Полное использование глубины рельефа достигается в трубке, названной ортиконососкопом или, сокращенно, ортиконом\*), главная особенность которой состоит в том, что в ней развертка потенциального рельефа производится пучком медленных электронов. Схематический чертеж ортикона дан на рис. 314. Выясним сначала механизм ком-

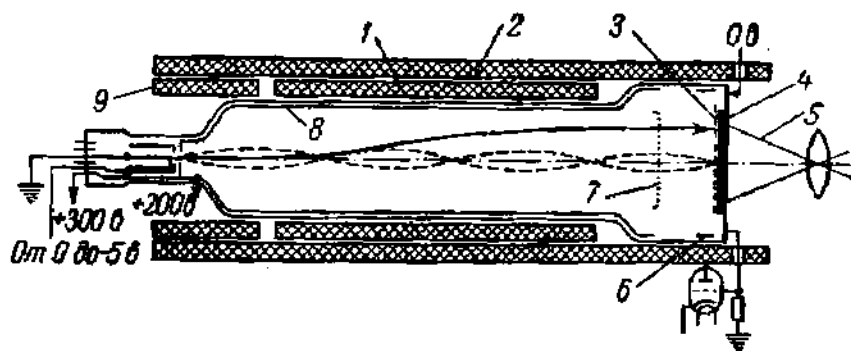


Рис. 314. Ортикон.

1 — отклоняющие катушки; 2 — фокусирующая катушка; 3 — мозаика; 4 — сигнальная пластинка; 5 — передаваемое изображение; 6 — тормозящий электрод; 7 — сетка (коллектор); 8 — второй анод; 9 — подстроечные катушки.

мутации в ортиконе. Мозаика и сигнальная пластина ортикона делаются полупрозрачными, а свет и коммутирующий пучок электронов падают на мозаику с разных сторон. Перед мозаикой расположен кольцевой электрод, потенциал которого близок к потенциалу катода. Поэтому электроны достигают мозаики с такими малыми скоростями, что ее коэффициент вторичной эмиссии  $\sigma_{\text{моз}}$  оказывается меньше единицы. В этом случае, как известно (§ 31), мозаика заряжается до потенциала катода (точнее, в связи с наличием начальных скоростей термоэлектронов до несколько более низкого потенциала), и при отсутствии освещения мозаики все первичные электроны будут отражаться и уходить на второй анод и коллектор (сетку).

После подачи освещения фотокатоды мозаики зарядятся положительно и на мозаике установится потенциальный рельеф, соответствующий распределению яркости кадра. Заряды зерен будут сначала нейтрализоваться пучком первичных электронов, и только после достижения на зернах потенциала катода остальные электроны пучка будут отражены. Очевидно, что ток пучка первичных электронов между катодом и мозаикой будет промодулирован потенциальным рельефом и в эту цель можно включить нагрузочное сопротивление, с которого снимается видеосигнал, как это показано на рис. 314. Отсюда следует, что и ток отраженных от мозаики электронов будет промодулирован потенциальным рельефом.

\*) От греческого слова «ортос» — прямой. Название связано с тем, что в этой трубке нет косою падения электронного луча, как в иконоскопе.

Значительную трудность представляет фокусировка пучка медленных электронов. В ортikonе для этой цели приходится прибегать к продольному однородному магнитному полю, напряженность которого подбирается с таким расчетом, чтобы на поверхность мозаики приходился один из фокусов пучка. Отклонение производится отклоняющими катушками: одно из положений отклоненного пучка, на котором не показаны его периодические расширения и сжатия, отмечено на рис. 314. Подстроечные катушки (рис. 314) предназначены для установки начального положения электронного пучка, которое из-за неточности сборки прибора может оказаться смещенным. Чувствительность ортikonа превышает чувствительность иконоскопа в несколько раз, несмотря на то, что светочувствительность полупрозрачной мозаики в шесть — восемь раз меньше чувствительности обычной мозаики. При появлении в поле зрения ортikonа ярко освещенных объектов соответствующие места мозаики интенсивно теряют электроны и за время прохождения кадра могут зарядиться до потенциала, при котором  $\sigma_{\text{моз}} > 1$ . Этот большой заряд не может нейтрализоваться за счет первичных электронов, и в соответствующих местах появляется вторичная эмиссия; потенциал здесь быстро возрастает до величины потенциала коллектора, и работа ортikonа нарушается. Неустойчивость при больших освещенностях является крупным недостатком ортikonа. Вместе с тем ортikon имеет некоторые существенные преимущества перед иконоскопом, в том числе 5 — 10-кратное увеличение чувствительности. Ортikon имел довольно широкое распространение в телевидении (США).

Следующий шаг на пути улучшения передающих телевизионных трубок был сделан Г. В. Брауде, предложившим так называемую двустороннюю мишень. На основе этого изобретения с использованием коммутирования медленным пучком электронов, как в ортikonе, и каскадного вторичного электронного усиления была построена наиболее совершенная телевизионная трубка, получившая название ортikonа с переносом изображения или суперортikonа.

Схема этой трубки представлена на рис. 315. Цифры на рисунке указаны для одного сорта трубок этого типа. Изображение, спроектированное на полупрозрачный фотокатод  $\Phi$ , заряженный до  $-300$  в по отношению к заземленному катоду электронного прожектора, переносится затем на двустороннюю мишень  $M$ , перед которой расположена сетка  $SM$  очень тонкой структуры. Расстояние сетка — мишень много больше толщины мишени. При переносе изображения сетка  $SM$ , заряженная до  $+1$  в, поглощает около 30% фотоэлектронов.

Мишень представляет собой тонкий (толщиной до 5  $\mu$ ) стеклянный листок, обладающий небольшой проводимостью, не настолько большой, однако, чтобы воспрепятствовать образованию на мишени потенциального рельефа. На мишени, как в иконоскопе с переносом изображения, происходит усиление рельефа в  $\sigma_{\text{моз}}$  раз вследствие

вторичной эмиссии. При этом  $\sigma_{\text{моз}} > 1$ , так как потенциал мишени по отношению к фотокатоду равен примерно  $+300 \text{ в}$ .

Легко видеть, что и на обратной, левой стороне мишени появляется такой же потенциальный рельеф, так что все изменения

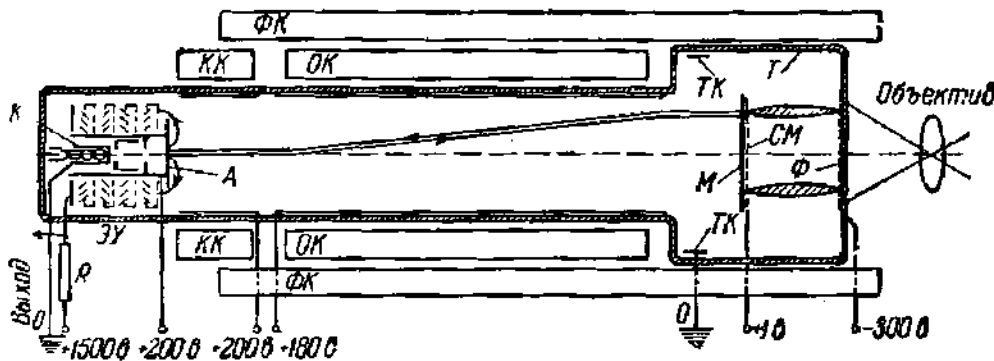


Рис. 315. Трубка с двусторонней мозаикой.

Ф — фотокатод; М — мишень; СМ — сетка мишени; ТК — тормозящее кольцо, имеющее потенциал катода; ФК — фокусирующая катушка; ОК — отклоняющая катушка; КК — корректирующие катушки; ЭУ — электронный умножитель; А — первый диод умножителя.

рельефа на одной стороне мишени немедленно и с очень большой степенью точности передаются на другую сторону. Это поясняется рис. 316, в верхней части которого показано расположение мишени и ближайшего к ней электрода — сетки мишени СМ. Мишень в пределах одного элемента разложения с расположенными на ней зарядами и небольшой проводимостью можно рассматривать как емкость  $C_{\Delta}$  с утечкой  $R_{\Delta}$ , соединенную, как это видно из рисунка, последовательно с емкостью между покрытием и мишенью  $C_M$  и емкостью мишень — сетка  $C_{\phi}$ , как на эквивалентной схеме внизу рис. 316.

На всю систему наложено напряжение около 180 в. При последовательном соединении емкостей напряжения на них распределяются обратно пропорционально емкостям, а так как емкость  $C_{\Delta}$  много больше обеих других емкостей вследствие тонкости стеклянного листка-мишени, то на  $C_{\Delta}$  приходится ничтожное напряжение. Это значит, что обе стороны мишени имеют практически одинаковый потенциал.

Таким образом, потенциальный рельеф можно коммутировать лучом с левой стороны мишени, где и расположен электронный

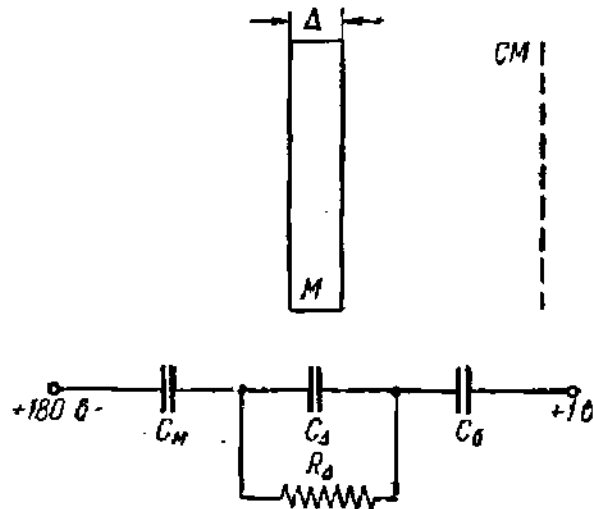


Рис. 316. Мишень и сетка мишени.

Внизу — эквивалентная схема, поясняющая возможность коммутирования потенциального рельефа мишени с обратной стороны.

прожектор. Устройство его в существенных чертах такое же, как прожектора простого ортискона. В описываемом типе трубок напряжение анода равнялось 200 в, а расположенный перед мишенью тормозящий электрод *ТК* подключался к катоду прожектора. Фокусировка пучка, как и в ортисконе, получается с помощью длинной фокусирующей катушки *ФК*.

Движение луча по строкам и по катоду сверху вниз создается полем отклоняющих катушек *ОК*. Отклоняющее поле накладывается на поле фокусирующей катушки не по всей ее длине, а только в средней части, так что результирующее поле принимает вид, показанный на рис. 317. Раньше (ч. I, гл. 1) было показано, что парак-

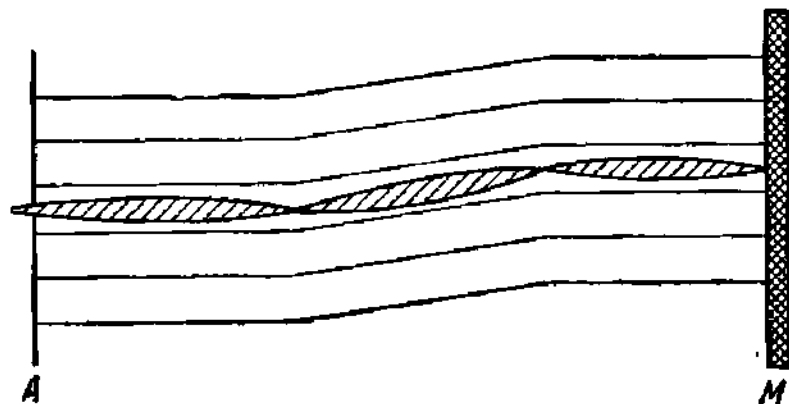


Рис. 317. Форма коммутирующего электронного пучка в ортисконе.

сиальные электроны в неодинаковом магнитном поле следуют за изгибами линий поля, не удаляясь от них на большое расстояние. Магнитные силовые линии служат как бы направляющими для электронных пучков. Если на участке второй анод — мишень расположено несколько фокусов длинной магнитной линзы, то электронный пучок примет изогнутую, слегка узловатую форму, оставаясь всегда на конце перпендикулярным к поверхности мишени. Это существенно, так как при коммутировании очень медленных электронов пучком, направленным наклонно к поверхности, пучок теряет фокусировку. Способ фокусировки, принятой в ортисконе с переносом изображения, устраняет это явление.

Проследим теперь процесс коммутации потенциального рельефа и образование видеосигнала в трубке с двусторонней мишенью. Если потенциал сетки *СМ* (рис. 315) равен  $U_{СМ}$  (на схеме  $U_{СМ} = +1$  в), то потенциал на мишени нигде не может намного превосходить  $U_{СМ}$ , так как в этом случае вторичные электроны с мишени начинают на нее возвращаться. Это существенно потому, что этим ограничивается потенциал мишени настолько, что с левой стороны мишени, бомбардируемой электронами из прожектора, не возникает вторичной эмиссии. Сила тока в пучке выбирается с таким расчетом, чтобы накопленный положительный заряд успевал полностью нейтрализоваться

электронами пучка даже на самых больших выступах потенциального рельефа, соответствующих наиболее освещенным местам кадра. Избыток электронов, остающийся после стирания потенциального рельефа, отражается от мишени, образуя пучок обратных электронов, который, как это было выяснено выше, промодулирован потенциальным рельефом и может быть использован для получения сигналов изображения. Но обратный пучок еще усиливается вторично-электронным умножителем. Пучок попадает на электрод А (рис. 315), являющийся первым динодом умножителя, конструкция которого близка к конструкции умножителя С. А. Векшинского (см. § 34). На выходе умножителя подключено сопротивление, с которого напряжение сигнала снимается на вход усилителя. Таково в общих чертах устройство ортикона с переносом изображения и двусторонней мишенью.

Нетрудно понять, что в ортиконе с переносом изображения нет условий ни для возникновения черного пятна, как в иконоскопе, ни для нарушения работы в местах большой освещенности, как в простом ортиконе. В нем хорошо используются преимущества принципа накопления заряда и вторично-электронного усиления, углубляющего потенциальный рельеф. Поэтому чувствительность ортикона с переносом изображения много больше чувствительности всех других трубок. Ортикон с переносом изображения способен работать уже при освещенностях в несколько люкс, что приближается к чувствительности глаза (в условиях дневного зрения).

**6. Из истории телевидения.** Остановимся на некоторых моментах истории электронного телевидения, развитие которого определялось главным образом успехами в разработке телевизионных трубок. Зарождение электронного телевидения неразрывно связано с именем русского ученого Б. Л. Розинга. Б. Л. Розинг еще в 1907 г. предложил применить для приема изображения ЭЛТ (авторская привилегия № 18076 от 25 июня 1907 г.), а в 1911 г. он смог продемонстрировать свое изобретение в действии. Эти работы Розинга сделались широко известными и за границей\*). Модуляцию яркости пятна, на которой основано действие приемной трубки, Розинг осуществил, воздействуя модулирующим напряжением на поперечное смещение пучка относительно отверстия анодной диафрагмы. Задача конструирования приемной трубки по существу этим была решена, и на долю позднейших исследователей осталась только замена холодного катода накаленным и поперечного модулирующего поля продольным, действующим аналогично полю сетки триода. Обе эти замены были, конечно, совершенно естественными после появления электронных ламп.

Идея о возможности применения электронно-лучевых трубок на передающем конце линии телепередачи была высказана в 1908 г. Кемпбелл-Свинтоном, который, однако, не предложил никакой конкретной модели передающей трубки.

Вполне понятно, что в 1907—1911 гг. невозможно было полноценно решить задачу о передаче изображений на расстояние хотя бы потому, что в это время еще не было ни ламповых усилителей, ни хороших фотокатодов.

---

\*) Например; см. Ruhmer, *Z. für Schwachstromtechnik*, V, № 5, 1911, а также Britton, *Electronic Developments*, London, 1947.

Только в 1925—1926 гг. были разработаны способы передачи изображений с помощью оптико-механических систем (диск Нипкова, зеркальный винт и др.), а с 1930—1931 гг. после того, как стали ясны ограниченные возможности оптико-механического телевидения, возобновились исследования в области электронного телевидения. Основной проблемой стала тогда разработка передающей трубки. Электронным телевидением стали усиленно заниматься во многих странах, и вполне естественно, что многие идеи появлялись и разрабатывались в них одновременно.

Важнейшими этапами в истории развития передающих трубок следует считать: а) изобретение иконоскопа — первой трубки с бегающим лучом и накоплением заряда; б) отделение фотокатода от мишени путем применения переноса изображения; в) переход от коммутации пучком быстрых электронов к коммутации медленными электронами; г) пространственное разделение заряжения и разряда мишени, т. е. применение двусторонней мишени.

Как указывает С. И. Катаев [Л.4.22, стр. 770], накопление заряда использовалось в исследованиях фотоэффекта еще до появления электронного телевидения. Работа по использованию эффекта накопления заряда в передающих телевизионных трубках проводилась, видимо, одновременно и независимо несколькими исследователями. В СССР предложение об устройстве мозаики фотоэлементов с использованием накопления заряда было выдвинуто в 1930 г. А. П. Константиновым, а технически разработанная конструкция иконоскопа была предложена в 1931 г. С. И. Катаевым (авторское свидетельство № 29865 от 24 сентября 1931 г.); в августе 1932 г. иконоскоп под названием эмитрона был запатентован в Англии (Тедгемом и Мак-Джи), и в том же году В. К. Зворыкин в США, где была впервые осуществлена телевизионная передача с иконоскопом в качестве передающей трубки. Перенос изображения в иконоскопе был предложен П. В. Шмаковым и П. В. Тимофеевым в 1933 г. и Любчинским и Родда в Англии в 1934 г. Технически оформленный иконоскоп с переносом изображения был описан в Англии под названием суперэмитрона в 1938 г. Любчинским и Мак-Джи, а в США в 1939 г. Зворыкин и Мортон. Коммутация медленными электронами была предложена Розом и Йемсом в США, и ими же была разработана конструкция ортискона, пользовавшегося в США довольно большим распространением. Наконец, двусторонняя мишень была предложена Г. В. Брауде в Ленинграде в 1938 г. и испытана им еще до второй мировой войны. Вторичноэлектронное умножение в телевизионных трубках было применено в диссекторе Фарнsworthа в США, но принцип вторичноэлектронного усиления, как хорошо известно, был впервые реализован Л. А. Кубецким в СССР.

История изобретения и технического усовершенствования телевидения может служить хорошим примером того, как одни и те же основные идеи одновременно появляются и технически разрабатываются в различных странах, находящихся на высоком уровне научно-технического развития.

**7. Запоминающие трубки (потенциалоскопы).** Прибор, записывающий при помощи электронного луча сигнал на поверхности диэлектрика, сохраняющей запись в течение некоторого, достаточно продолжительного времени и позволяющей в любой момент воспроизвести запись, называется запоминающей электронно-лучевой трубкой. Сигнал записывается на диэлектрике в виде определенным образом распределенных зарядов, создающих на поверхности диэлектрика потенциальный рельеф. При воспроизведении сигнала потенциальный рельеф воздействует на попадающий на него бегающий электронный луч, и это воздействие используется для воспроизведения, или, как обычно говорят, считывания сигнала. Исходя из физической природы записи и считывания сигналов, запоминающие трубки называются также потенциалоскопами, а диэлектрик, на котором осуществляется запись, — потенциалоскопом (или мишенью).

Запоминающие трубки способны записать на поверхности мишени одновременно очень большое число сигналов. Это свойство запоминающих трубок,

а также возможность в любой, заранее выбранный момент осуществить воспроизведение записи обеспечили им широкое применение в радиолокационных и счетно-решающих устройствах.

Ниже будут описаны только две запоминающие трубки из довольно большого числа уже существующих. В первой из них считывание производится немедленно вслед за записью лучом из одного и того же прожектора и для подготовки к новой записи не требуется «стирать» предшествовавшую запись; во второй запись, полученная с помощью луча из одного прожектора, может существовать практически сколь угодно долго и считывается лучом из другого прожектора. В [Л.4.2 и Л.4.15] и особенно в [Л.4.14] описаны запоминающие трубки других типов.

**8. Запоминающая трубка с барьерной сеткой.** В трубке этого типа, как и во многих передающих телевизионных трубках, запись сигнала состоит в последовательной зарядке очень малых емкостей между элементами поверхности мишени и сигнальной пластиной, а воспроизведение записи — в последовательной разрядке этих емкостей.

Действие трубки можно понять из схематического рисунка 318. На этом рисунке  $K$  — катод прожектора,  $A$  — его анод ( $U_A = 1500$  в),  $M$  — мишень — тонкая ( $0,1 \div 1,0$  мм) диэлектрическая пластина,  $SP$  — металлическая сигнальная пластина,  $G$  — редкая, сплетенная из тонких проволок «барьерная» сетка, расположенная на расстоянии в нескольких десятых миллиметра от  $M$ ,  $C$  — коллектор вторичных электронов; в его цепь включена нагрузка  $R_H$ , с которой снимается выходной сигнал. Входной сигнал подается на сопротивление  $R_{вх}$  в цепи сигнальной пластины.

Отклоняющая система, с помощью которой луч прожектора строку за строкой зачерчивает поверхность мишени  $M$  и баллонов трубки, не показаны на рисунке. Внешний вид трубки с барьерной сеткой отечественного изготовления (тип ЛН) показан на рис. 319. Эта трубка использована в запоминающем устройстве быстродействующей электронной счетной машины (БЭСМ) АН СССР.

Напряжение  $U_M$  между сигнальной пластиной и катодом составляет около 1100 в, и условие  $U_G < U_M = U_{sp} < U_c$  (см. § 31) выполняется для начального потенциала мишени. Следовательно, потенциал мишени почти равен (немного больше, но в дальнейшем это не будет учитываться) потенциалу коллектора вторичных электронов. Здесь, однако, дело несколько сложнее, так как сетка  $G$  является только «фиктивным коллектором»: почти все

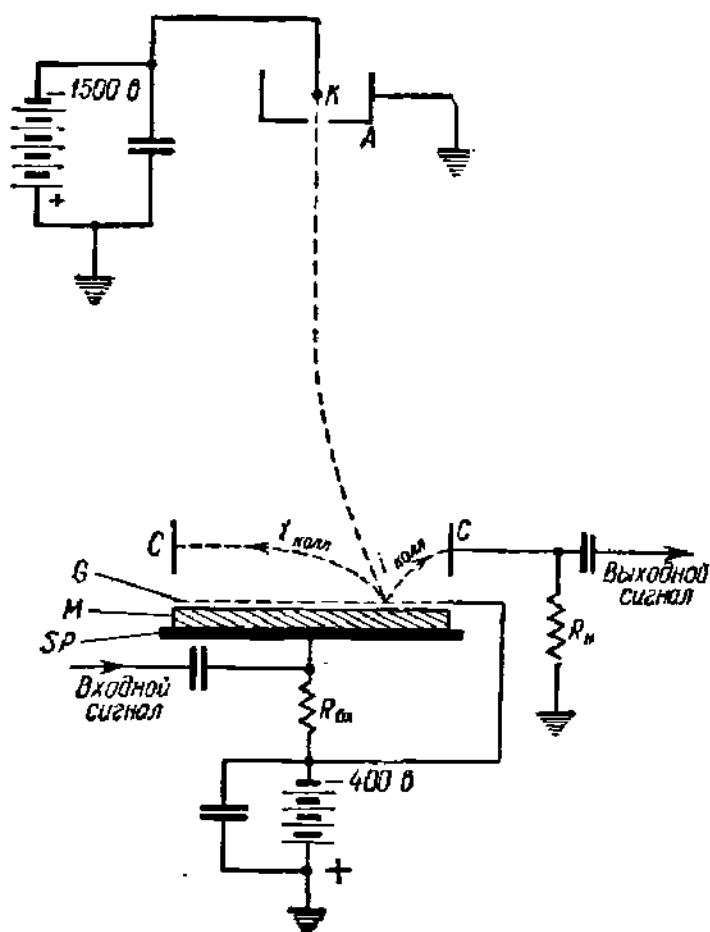


Рис. 318. Схематическое изображение запоминающей трубки (потенциалоскопа) с барьерной сеткой.



электроны, пройдя через нее, уходят на коллектор  $C$ , потенциал которого  $U_c > U_0$ ; но потенциал мишени определяется полем между мишенью и сеткой и он равен потенциалу сетки, которая, кроме того, препятствует возвращению на мишень вторичных электронов и тем самым предупреждает смазывание потенциального рельефа. Этим объясняется ее название.

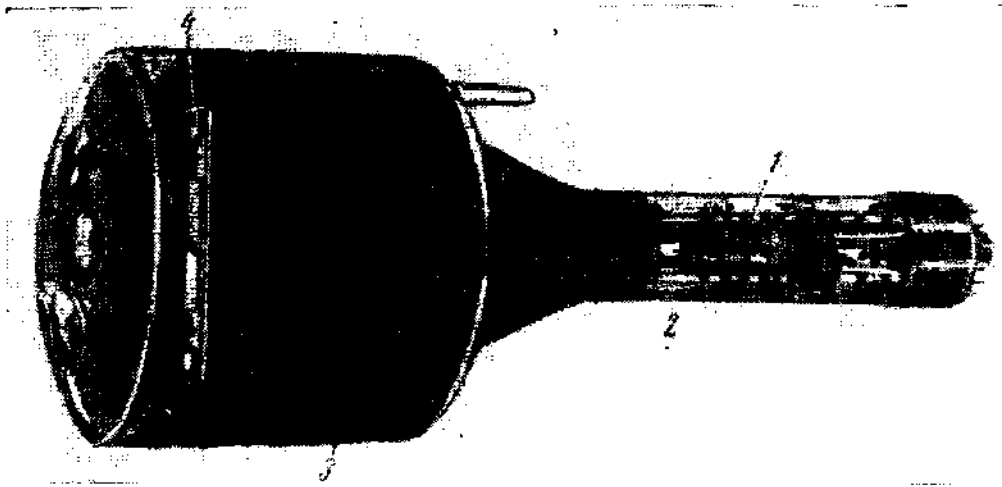


Рис. 319. Внешний вид потенциалоскопа с барьерной сеткой типа ЛН.

1, 2 — электронный прожектор и отклоняющие пластины; 3 — коллектор (проводящее покрытие стенок); 4 — сигнальная пластина.

Трубка работает при постоянной силе тока первичного пучка электронов  $i_{пер} = const$ . Так как  $i_{пер} = i_m + i_{колл}$ , то  $(di)_m = (-di)_{колл}$ : изменения тока коллектора равны изменениям тока мишени и противоположны им по знаку.

В отсутствие входного сигнала вся поверхность мишени, очерчиваемая первичным пучком, приобретает потенциал, примерно равный потенциалу сетки.

Сигнал модулирует потенциал сетки, и потенциал элемента поверхности мишени, где в некоторый момент находится луч, равен мгновенному потенциалу сетки. Значит, после однократного пробега луча на поверхности мишени останутся система зарядов и ее потенциальный рельеф, который является записью сигнала. Эта запись может сохраняться некоторое время, так как проводимость мишени мала.

При вторичном пробеге луча, синхронизированного с тем же самым сигналом, заряды на мишени остаются прежними и  $(di)_m = 0$ , если только ток пучка достаточно велик. Значит, и  $(di)_{колл} = 0$  и в цепи коллектора при вторичном пробеге не появится никакого сигнала. Для считывания записи напряжение сигнала снижается и по мишени пробегает луч, который «стирает» запись и доводит всю поверхность мишени опять до постоянного потенциала сетки (1100 в). При этом происходит разрядка емкостей между элементами поверхности мишени и сигнальной пластиной и ток в нагрузке  $R_H$ , очевидно, воспроизводит записанный сигнал.

При записи сигнала заряд и потенциал в какой-либо точке мишени зависят исключительно от мгновенного потенциала сетки в тот момент, когда через данную точку пробегает записывающий луч. Они совершенно не зависят от того, какой заряд и потенциал были в этой точке раньше: от этого зависит только  $(di)_m = (-di)_{колл}$  при записи. Отсюда следует, что мишень не требуется подготавливать к новой записи, так как все следы старой записи новой записью стираются.

9. Трубка с поддерживающим лучом. Устройство этой трубки в упрощенном виде представлено на рис. 320. Трубка имеет три отдельных электронных прожектора, лучи которых мы назовем записывающим  $V_w$ , стабилизирующим  $V_h$  и читающим  $V_r$ . Лучи  $V_w$  и  $V_r$  сфокусированы на поверхности мишени, представляющей собой диэлектрическую пластину, а стабилизирующий

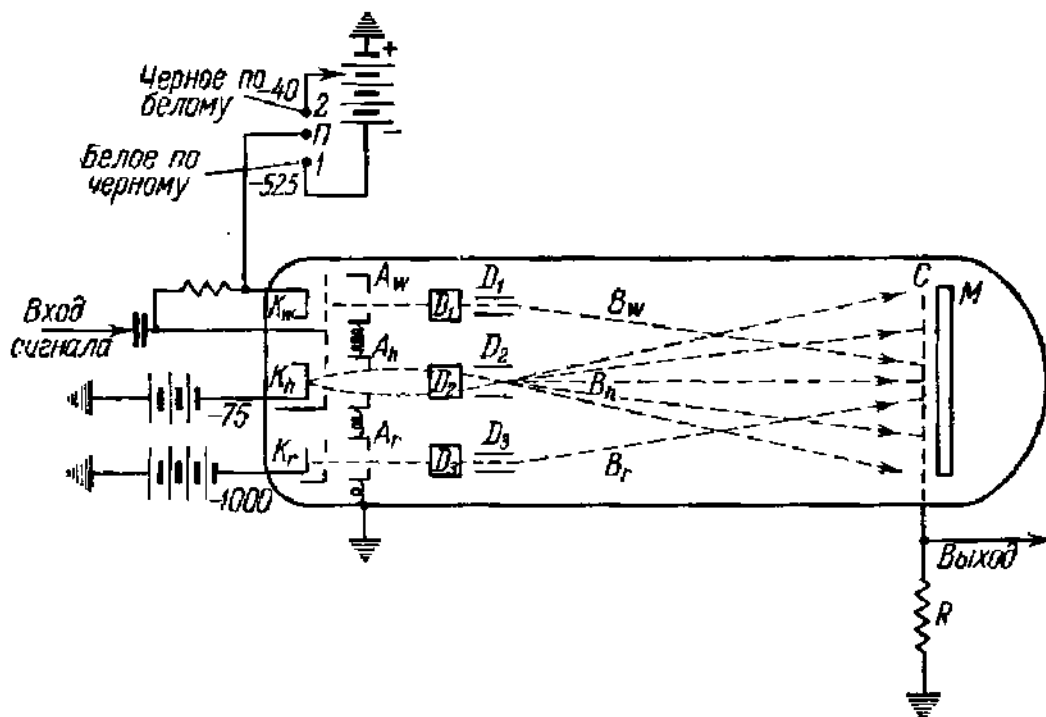


Рис. 320. Схематическое изображение запоминающей трубки с поддерживающим лучом [Л. 4. 14].

$D_1 - D_3$  — отклоняющие пластины.

пучок лучей  $V_h$  широким потоком падает на всю ее поверхность. Вблизи мишени расположен коллектор вторичных электронов  $C$ . На рисунке указаны ориентировочные значения потенциалов катодов  $K_w$ ,  $K_h$  и  $K_r$ . Выводы отклоняющих пластин и детали устройства электронных прожекторов на рисунке не показаны, точно так же как и многие элементы схемы.

Пусть стабилизирующий прожектор дает постоянный пучок лучей, с помощью которого вся мишень в отсутствие лучей  $V_w$  и  $V_r$  поддерживается при потенциале, примерно равном потенциалу катода этого прожектора, т. е. примерно — 75 в относительно коллектора. Ниже мы выясним, как это можно практически осуществить.

Записывающий луч  $V_w$  обычными методами модулируется входящим сигналом и с помощью отклоняющих пластин пробегает строку за строкой на поверхности мишени. Записываемая картина состоит из резко отличающихся по яркости белых и черных мест. Нетрудно сделать так, чтобы белым местам соответствовал большой ток пучка, а черным — очень малый. Тогда некоторые места мишени будут сильно бомбардироваться электронами луча  $V_w$ , а другие почти не будут получать электронов и распределение бомбардировки по мишени будет соответствовать записываемой картине. Пусть напряжение  $U_0$  (см. рис. 244) для материала мишени равно 50 в. Мишень бомбардируется электронами луча  $V_w$  со скоростью 525 в (переключатель  $P$  в положении 1), и ее элементы начинают заряжаться положительно, так как  $\sigma_m > 1$ . Если ток луча  $V_w$  в моменты сильной бомбардировки достаточно велик, то потенциал соответствующих

элементов мишени успевает стать выше потенциала катода  $K_h$  стабилизирующего прожектора более чем на  $U_6$  ( $\sim 50$  в). После прохождения луча  $B_w$  электроны пучка лучей  $B_h$ , как известно (§ 31), будут продолжать повышать потенциал этих мест мишени примерно до потенциала коллектора  $U_c$ .

Итак, после однократного пробега луча  $B_w$  по мишени, под действием пучка  $B_h$  места сильной бомбардировки приобретут стабильный потенциал  $U_c$ , а места слабой бомбардировки, и такие места, где луч  $B_w$  совсем не был, останутся при потенциале катода  $K_h$  ( $U_{K_h}$ ). Этот потенциальный рельеф поддерживается непрерывным облучением электронами пучка  $B_h$  и поэтому может сохраняться неопределенно долго. Электроны все время будут попадать на места, потенциал которых равен  $U_c$ , и вовсе не будут попадать на места с потенциалом  $U_{K_h}$ . Значит, если мишень покрыта люминофором, то места сильной бомбардировки лучом будут светлыми, а все остальное поле — темным. Этот способ записи потому называется «белое по черному».

Предположим теперь, что до включения записывающего луча все элементы поверхности мишени находятся под потенциалом, равным приблизительно потенциалу коллектора, а переключатель  $\Pi$  поставлен в положение 2. Это значит, что электроны пучка  $B_w$  попадают на мишень со скоростями около 40 в и  $\sigma_m < 1$ . Легко видеть, что в этом случае при достаточной силе тока луча  $B_w$  места сильной бомбардировки зарядятся отрицательно и при последующем облучении электронами луча  $B_h$  их потенциалы упадут до потенциала катода  $K_h$ . Если мишень покрыта люминофором, то электроны пучка  $B_h$  не будут попадать на места сильной бомбардировки электронами пучка  $B_w$  и эти места будут темными, в то время как остальная поверхность мишени будет светлой. Таким путем осуществляется запись «черное по белому».

В момент, выбранный для прочтения записи, поверхность мишени с установившимся потенциальным рельефом зачерчивается читающим лучом  $B_r$ . Так как потенциал  $U_{K_r}$  очень низок ( $\sim -1000$  в), то электроны луча  $B_r$  попадают на мишень с большими скоростями и  $\sigma_m > 1$ . С участков мишени, имеющих потенциал  $U_{K_h}$ , много меньший потенциала коллектора  $U_c$ , на коллектор уйдут все вторичные электроны и для них  $I_{\text{колл}} > I_{\text{пучка}}$ . Но с участков, находящихся при потенциале  $U_c$ , часть электронов вернется обратно на мишень и для них  $I_{\text{колл}} = I_{\text{пучка}}$ . Ток на коллектор будет промодулирован потенциальным рельефом мишени, и можно после усиления сигнал, снятый с сопротивления  $R$ , развернуть на экране обычной ЭЛТ совершенно так же, как это делается при приеме изображений в телевидении. Если повышение потенциала, произведенное лучом  $B_r$  невелико, то после его прохождения под действием электронов пучка  $B_h$  потенциальный рельеф мишени будет восстановлен в прежнем виде и операцию чтения записи можно повторить сколько угодно раз.

Остается выяснить, как производится сглаживание потенциального рельефа перед новой записью. Если нужно, чтобы перед записью все элементы мишени имели потенциал  $U_{K_h} = -75$  в (запись «белое по черному»), то  $U_{K_h}$  временно повышают до  $-40$  в; тогда  $\sigma_m < 1$  и вся мишень приобретает потенциал, равный  $-40$  в. Если после этого вернуться к потенциалу  $U_{K_h} = -75$  в, то опять будет  $\sigma_m < 1$  (так как скорость первичных электронов меньше 50 в) и потенциал мишени понизится до  $-75$  в, как это и требуется. Для установления на мишени потенциала коллектора можно, выключив предварительно пучок  $B_h$ , зачертить всю ее поверхность лучом  $B_r$  или  $B_w$  (поставив переключатель  $\Pi$  в положение 1). В обоих случаях поверхность бомбардируется быстрыми электронами и заряжается до потенциала коллектора.

### § 38. Спектроскопия электронных и ионных лучей

При исследовании электромагнитного или состоящего из частиц (корпускулярного) излучения одной из важнейших задач является получение спектра, т. е. пространственное разделение составляющих излучения. Разложение электромагнитного излучения на пространственно разделенные гармонические составляющие, определение их частот и распределение энергии между ними составляют содержание спектроскопии электромагнитных волн. Разложение пучка, состоящего из смеси различных частиц, имеющих различные скорости, на пространственно разделенные пучки лучей и определение относительных количеств частиц каждого сорта и распределение их по скоростям — это задача спектроскопии корпускулярных лучей.

Типичным прибором оптической спектроскопии является спектрограф, схематически изображенный на рис. 321. Лучи различной длины волны вы-

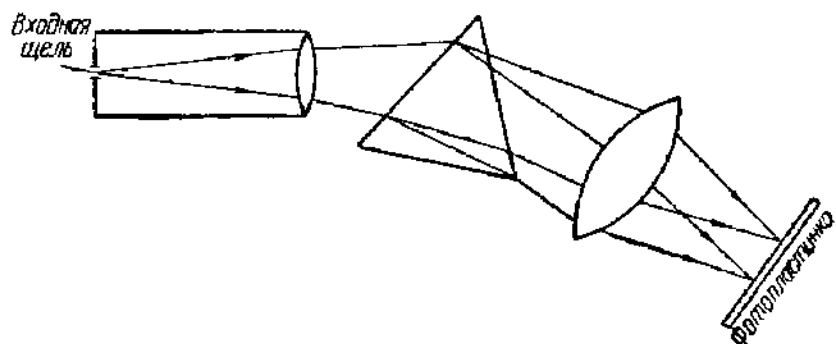


Рис. 321. Схема оптического спектрографа.

ходят из спектрографа разделенными и фокусируются в разных местах экрана. Помещая на месте экрана фотопластинку, можно заснять весь спектр; частоты и распределение энергии в спектре можно найти, измеряя расстояния между линиями на пластинке и фотометрируя ее почернения.

Заменяя фотопластинку непрозрачным экраном с выходной щелью, пропускающей узкую часть спектра, мы получим другой спектральный прибор — спектрометр, или монохроматор. В монохроматоре-спектрометре призма может поворачиваться; при этом на индикатор, находящийся за выходной щелью (термостолбик или фотоэлемент), будут попадать последовательно все части спектра и по кривой показаний индикатора можно найти частоты и распределение энергии. Спектрометр может, следовательно, заменить собой спектрограф. С другой стороны, часто бывает нужно получить монохроматический пучок световых лучей, например для измерения спектральной характеристики фотоэлемента или для изучения зависимости поглощения света в какой-нибудь среде от длины волны. Спектрометр-монохроматор решает и эту задачу.

Сходное положение сложилось и в спектроскопии электронных и ионных лучей. Существуют спектрографы — приборы, позволяющие получать на фотопластинке весь спектр скоростей или спектр масс. Наряду с ними распространены приборы, работающие по принципу спектрометра, т. е. пропускающие в выходную щель частицы определенной скорости или определенной массы. Современные корпускулярные спектрографы и спектрометры-монохроматоры принадлежат к числу важнейших аппаратов атомной физики и техники. Они обладают огромной разрешающей силой и точностью и способны улавливать даже небольшие изменения массы атомного ядра. Спектральное разложение пучка электронов и ионов используется не только в

атомной физике, но и в электронике. Ниже дан краткий обзор некоторых электронных и ионных спектральных приборов \*).

Прежде всего следует напомнить о методе парабол Кауфмана—Томсона (он описывается в общем курсе физики (см. [Л.А.1, т. II, гл. 19]). Схема разложения пучка электронных или ионных лучей представлена на рис. 322.

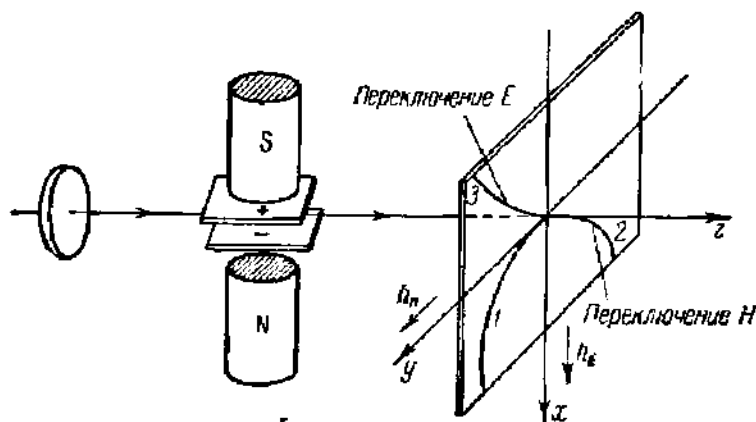


Рис. 322. Метод спектрального разложения корпускулярных лучей по Кауфману—Томсону.

Узкий пучок лучей, прошедший через ряд диафрагм и состоящий из ионов с почти параллельными скоростями, проходит через параллельно направленные, налагающиеся поля  $E$  и  $H$ . Для плоских полей, как показано в § 3 ч. I, отклонения в плоскости  $z = \text{const}$  равны

$$h_E = x = \frac{e}{\mu v^2} K, \quad h_H = y = \frac{e}{\mu v} M, \quad (38.1)$$

где  $e$  и  $\mu$  — заряд и масса частицы (электрона или иона),  $K$ ,  $M$  — константы прибора. Пусть пучок состоит из частиц различных скоростей, но только одного сорта с  $e = e_1$ ,  $\mu = \mu_1$ . На пластинке места попадания частиц расположатся на отрезке параболы, так как из (38.1) после исключения  $v$  получится:

$$y^2 = \frac{M^2 e_1}{K} x. \quad (38.2)$$

Ось параболы совпадает с осью  $x$  (направление обоих полей  $E$  и  $H$ ) и параметр ее зависит от  $e_1/\mu_1$ . Для частиц другого сорта с  $e = e_2$ ,  $\mu = \mu_2$  получится, следовательно, другая парабола. При перемене направления магнитного поля получится ветвь 2, электрического — ветвь 3. Если пучок состоит из электронов, движущихся с большими, но различными скоростями,

то, в силу равенства  $m_v = m_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$ , отношение  $\frac{e}{\mu} = \frac{e}{m_v}$  для них не будет одинаковым и на пластинке получится кривая, отличная от параболы. Таково было положение в опытах Кауфмана, работавшего с  $\beta$ -электронами и впервые установившего на опыте зависимость массы электрона от скорости. Дж. Дж. Томсон исследовал методом парабол ионные лучи, полученные от разрядной трубки и имевшие большой разброс скоростей ионов. В пучке присутствовали ионы с разными удельными зарядами  $e_1/\mu_1$ ,  $e_2/\mu_2$  и

\* ) Этот обзор далеко не полон и не дает настоящего представления о современном состоянии электронной и ионной спектроскопии; см. по этому вопросу [Л.А.3, т. I; Л.А.9, гл. 11; Л. 4.17; Л. 4.18; Л. 4.31].

соответственно этому на пластинке получалось несколько парабол. Этими опытами Томсона было доказано существование изотопов нерадиоактивных элементов.

Историческое значение метода парабол, таким образом, очень велико. Впоследствии он был значительно усовершенствован, но все же развитие корпускулярной спектроскопии пошло по иному пути.

Остановимся теперь на приборах, особенно простых по идее, в которых используется отклонение по кругу в однородном магнитном поле. Напомним (§§ 2 и 3 ч. I), что отклонение на 180° сопровождается фокусировкой лучей и что радиус круговой траектории

$$R = \frac{cv}{\frac{e}{\mu} H} \quad (38.3)$$

зависит от скорости и удельного заряда частиц.

На рис. 323 показана схема одного из приборов с отклонением на 180° — спектрографа Резерфорда для β-лучей.

Источником β-лучей служит находящаяся в А трубочка с радиоактивным веществом. На фотопластинку, защищенную свинцом от попадания прямых и рассеянных электронов, после отклонения на 180° в магнитном поле, перпендикулярном к чертежу, падает электронный поток, в котором электроны различных направлений сфокусированы около «средних лучей» а, b, с и т. д.

В спектрографе с отклонением на 180° достигается, как говорят, фокусировка по направлению (см. § 3 ч. I).

Видоизменением β-спектрографа Резерфорда является спектрометр, в котором фотопластинка заменена щелью, через которую электроны попадают в подходящий индикатор, например ионизационную камеру (см. § 57). Изменяя магнитное поле H, можно заставить пройти через щель последовательно электроны всех скоростей, так что эта операция играет ту же роль, что поворот призмы оптического спектрометра. На рис. 324 приведены в качестве примера снимок спектра скоростей β-лучей радия В, полученный на

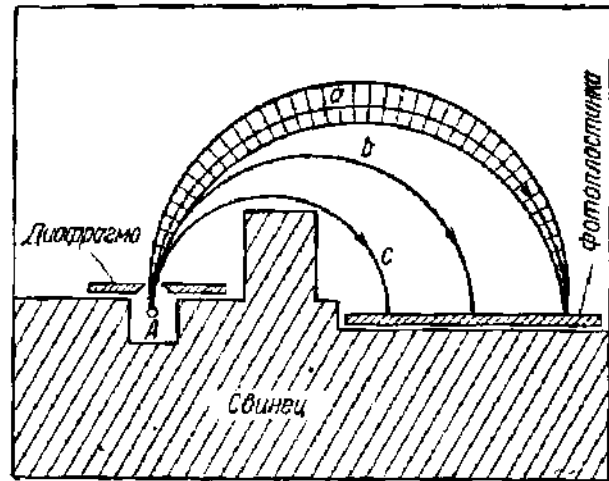


Рис. 323. β-спектрограф Резерфорда.

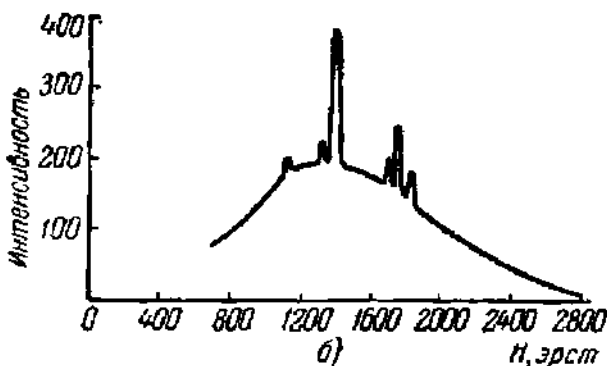
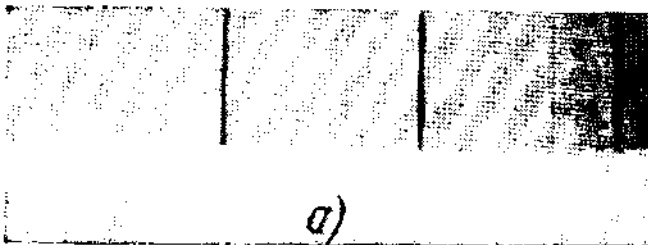


Рис. 324. Спектрограммы β-лучей.

а — полученная на β-спектрографе; б — полученная на β-спектрометре.

спектрографе, и кривая показаний индикатора спектрометра для β-лучей тория В. Как видно, в обоих случаях получается характерная для β-спектров

картина: на фоне, указывающем на существование непрерывной кривой распределения электронов по скоростям, выделяются резкие линии, принадлежащие отдельным многочисленным группам электронов одинаковой скорости. Эти группы состоят из электронов, вырванных  $\gamma$ -излучением из электронных оболочек.

В спектрографе Резерфорда диафрагма вырезает узкий ( $3-5^\circ$ ) пучок лучей, так как более широкие пучки дают размытые линии на пластинке. Заменяя однородное отклоняющее поле специально подобранным неоднородным, можно добиться хорошей фокусировки широких пучков. Например, в спектрографе Корсунского, Кельмана и Петрова хорошая фокусировка сохраняется до углов в  $40^\circ$ .

Тот же метод анализа скоростей в пучке можно применить и в работе с медленными электронами, для которых  $m_p \approx m_0 = \text{const}$ . Прибор для измерения кривой распределения вторичных электронов по скоростям, описанный в § 22 (рис. 168, ч. I) может служить примером такого прибора. Его можно назвать спектрометром скоростей.

Круговое отклонение в магнитном поле позволяет удобно получать однородный по скорости или монокинетический пучок электронов, потребность в котором встречается в самых разнообразных исследованиях. Примером прибора, в котором используется монокинетический пучок электронов, может служить прибор Рамзауэра, описанный в § 24 ч. I.

В то время как для электронных лучей единственной задачей спектрального анализа, если не считать зависимости массы от скорости, является определение спектра скоростей, для ионных лучей задача спектроскопии распадается на изменение спектра скоростей и спектра масс. Главный интерес представляет вторая задача.

Для получения спектра масс ионного пучка можно опять воспользоваться методом отклонения на  $180^\circ$  по кругу. Представим себе, например, что ионный пучок состоит из смеси ионов с удельными зарядами  $\eta_1, \eta_2, \dots$  и что скорости ионов каждого сорта распределены в сравнительно небольшом интервале. Исследуя ионный пучок в приборе, подобном спектрографу Резерфорда, мы получим на пластинке ряд линий, соответствующих разным сортам ионов, но линии будут размытыми и в тем большей степени, чем больше разброс скоростей, как это видно из соотношения  $R = \frac{cv}{\eta H}$ . Несмотря на это,

можно думать, что для ионов с сильно отличающимися значениями  $\eta$  вроде однозарядных и двузарядных ионов одного и того же элемента или ионов изотопов легких элементов разделение возможно. И в самом деле, уже на первой, самой простой конструкции масс-спектрографа с отклонением на  $180^\circ$  в магнитном поле были еще в 1918 г. открыты изотопы Li, K, Mg и Zn (Демпстер). Этот спектрограф, подобно спектрографу Резерфорда, давал фокусировку по направлению в пределах небольшого угла.

Увеличения разрешающей способности спектрографа можно добиться, уменьшая разброс скоростей ионов. Источники ионов, применяемые в спектрографах, дают большой разброс скоростей ионов, который можно сильно уменьшить, пропуская ионы через фильтр скоростей.

В приборе Рамзауэра фильтром скоростей служит система щелей, размещенных в магнитном поле по окружности соответствующего радиуса. Можно использовать в качестве фильтра скоростей трубку, снабженную входной и выходной щелями, где существуют взаимно-перпендикулярные электрическое поле  $E$  и магнитное поле  $H$ . Через такое устройство без отклонения проходят независимо от удельного заряда только заряженные ча-

стицы, имеющие скорость (§ 2 ч. I)  $v = c \frac{E}{H}$ . Можно также применить радиальное электрическое поле (§ 3), с помощью которого можно выделить частицы одинаковой энергии и, значит, для пучка частиц одинаковой массы получить монокинетический пучок.

Применение фильтра скоростей действительно повышает разрешающую способность спектрографа, но фильтр задерживает большинство ионов и тем самым сильно уменьшает интенсивность пучка. В связи с этим в современных масс-спектрографах фильтры скоростей применяются редко. Было бы, разумеется, очень желательно, не уменьшая разрешающей способности, использовать в масс-спектрографах ионы разных скоростей.

Ионы разных скоростей используются в методе парабол, но в этом методе они попадают в разные места пластинки. Впервые фокусировку по скорости в масс-спектропии осуществил Астон.

Астон задался целью построить прибор, который сводил бы в одно место на фотопластинке ионы с одинаковыми  $e/\mu$  и различными скоростями. Рассмотрим ионные лучи в спектрографе Астона. После выхода из щелей  $S_1$  и  $S_2$  узкий пучок, состоящий из почти параллельно движущихся ионов, отклоняется (рис. 325) в конденсаторе  $C$  вниз и выходит в виде расходящегося

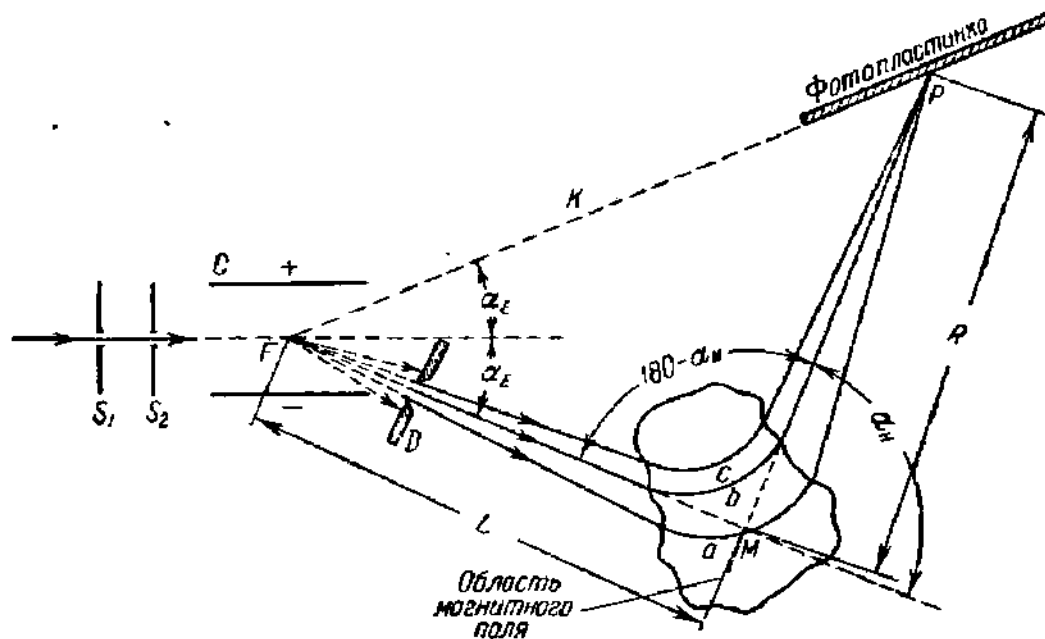


Рис. 325. Ход лучей в масс-спектрографе Астона.

вверху лучей, продолжения которых сходятся в «мнимом фокусе»  $F$  (см. § 3). Диафрагма  $D$  вырезает часть пучка  $a, b, c$ , в которой содержатся ионы всех сортов, имеющих в неразложенном пучке, обладающие несколько различными скоростями. Затем ионы попадают в магнитное поле, перпендикулярное к чертежу. В магнитном поле ионные лучи проходят примерно одинаковый путь  $h$ , значит, как и в электрическом поле, наибольшее отклонение испытывает луч  $a$ , состоящий из ионов наименьшей скорости, а наименьшее — луч  $c$ , состоящий из самых быстрых ионов. Расхождение пучка уменьшится, а при большом  $H$  пучок делается сходящимся. В точке пересечения лучей будет достигнута фокусировка по скорости.

Найдем эту точку, считая для простоты углы отклонения малыми.

Угол отклонения в электрическом поле (§ 3) равен

$$\alpha_E = \frac{e}{\mu} \frac{1}{v^2} l_E E,$$

откуда

$$\alpha_E v^2 = \text{const}; \tag{38.4}$$



дифференцируя (38.4), получим:

$$\frac{d\alpha_E}{2\alpha_E} = -\frac{dv}{v} \quad (38.5)$$

Угловое отклонение в магнитном поле равно

$$\alpha_H = \frac{\epsilon}{\mu} \frac{H}{vc} l_H,$$

откуда

$$\alpha_H v = \text{const} \quad (38.6)$$

и

$$\frac{d\alpha_H}{\alpha_H} = -\frac{dv}{v}. \quad (38.7)$$

Из (38.5) и (38.7) следует:

$$\frac{d\alpha_E}{d\alpha_H} = \frac{2\alpha_E}{\alpha_H}. \quad (38.8)$$

Длина пути лучей от точки  $F$  до точки  $P$  равна  $L + R$ , и если бы на пути пучок не подвергся фокусирующему действию магнитного поля, то на расстоянии  $L + R$  ширина пучка равнялась бы  $d\alpha_E(L + R)$ . После прохождения магнитного поля пучок лучей проходит путь  $R$  и ширина его на этом пути должна уменьшаться на  $Rd\alpha_H$ . В точке  $P$  ширина оказывается равной нулю, значит:

$$(L + R) d\alpha_E = R d\alpha_H, \quad (38.9)$$

и из (38.8) и (38.9) получается:

$$R(\alpha_H - 2\alpha_E) = 2L\alpha_E. \quad (38.10)$$

$L$  и  $\alpha_E$  заданы конструкцией прибора, но, меняя  $H$ , мы будем менять  $R$  и  $\alpha_H$ . Нужно найти геометрическое место фокусов лучей с разными значениями  $\epsilon/\mu$ . Легко показать, что это будет прямая: проведем прямую  $FK$  под углом  $\alpha_E$  вверх от направления среднего луча и покажем, что точка  $P$  лежит на этой прямой. Из треугольника  $FMP$

$$\frac{\sin(\alpha_H - 2\alpha_E)}{L} = \frac{\sin(2\alpha_E)}{R}$$

или, так как углы малы:

$$\frac{\alpha_H - 2\alpha_E}{L} = \frac{2\alpha_E}{R}.$$

Мы получили опять соотношение (38.10), значит,  $P$  лежит на линии  $FK$ . Положение линии  $FK$ , на которой лежат все фокусы, определяется конструкцией прибора. С другой стороны, каждому значению  $\epsilon/\mu$  соответствует свое значение  $\alpha_H$  и  $R$ , значит, своя особая точка схождения лучей  $P$ . Если вдоль линии  $FK$  расположить плоскую фотопластинку, то на ней получатся изображения щели  $S$  в виде ряда тонких линий, причем каждой линии соответствует свое значение  $\epsilon/\mu$ .

Спектрографы с фокусировкой по скорости после большой работы по их усовершенствованию превратились в очень точные приборы. Например, Астон

в третьей модели своего прибора достиг точности измерения 0,001% и расстояния между линиями на пластинке, равного 3—6 мм на 1% разности масс ионов. Он мог уверенно отметить разности масс таких ионов, как ион дейтерия  $D^+$  ( $\mu = 2,01473$ ) и ион молекулярного водорода  $H_2^+$  ( $\mu = 2,01626$ ) с разностью масс  $\Delta\mu = 0,00153$ . Но и в спектрографе Астона предварительная фильтрация при прохождении через щели  $S_1, S_2$  (рис. 325) приводила к потере большого числа ионов и уменьшению чувствительности прибора.

Дальнейшее усовершенствование масс-спектрографов пошло по направлению объединения обоих принципов фокусировки, т. е. по линии разработки приборов, которые сводили бы в одну точку на фотопластинке ионы с одинаковыми  $\epsilon/\mu$ , но с разными скоростями и разными направлениями входа в прибор. Такие приборы получили название масс-спектрографов с двойной фокусировкой.

Теоретические расчеты показали, что двойная фокусировка может быть достигнута с помощью различных комбинаций электрических и магнитных полей. Опишем коротко две конструкции масс-спектрографов с двойной фокусировкой.

На рис. 326 показана схема прибора с двойной фокусировкой, сконструированного в 1935 г. Демпстером. Ионы проходят сначала по дуге в  $90^\circ$  через радиальное электрическое поле и затем описывают полукруг в однородном магнитном поле. Систему этого спектрографа можно сокращенно обозначить  $(90^\circ)_E - (180^\circ)_H$ . Теоретический расчет показывает, что при определенном соотношении между  $d_1$  и  $d_2$  и  $r_E$  ионы любой скорости на линии  $AB$  будут

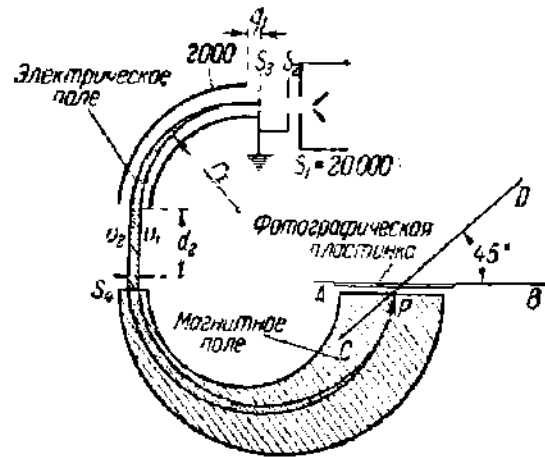


Рис. 326. Масс-спектрограф Демпстера  $(90^\circ)_E - (180^\circ)_H$  с двойной фокусировкой.

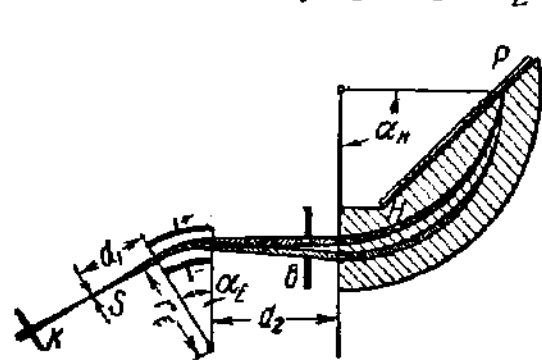


Рис. 327. Масс-спектрограф Маттауха  $(30^\circ 50')_E - (90^\circ)_H$  с двойной фокусировкой.

сфокусированы по направлению, т. е. в одной точке на этой линии сойдутся ионы, вошедшие в прибор по разным направлениям, но имеющие одинаковые  $\epsilon/\mu$ . (В приборе Демпстера было  $d_1 = 1$  см,  $d_2 = 5,66$  см,  $r_E = 8,48$  см.) Но точки фокусировки по скорости, т. е. точки, где сходятся ионы, вышедшие из  $S$  по одному направлению и имеющие одно и то же  $\epsilon/\mu$ , но разные скорости, располагаются не на прямой  $AB$ , а на прямой  $CD$ , наклоненной к  $AB$  под углом в  $45^\circ$ .

Идеальная двойная фокусировка достигается только в точке пересечения обеих линий  $AB$  и  $CD$ . Для точки  $P$ ,

как показывает теория  $r_H = \frac{1}{0,848} r_E = 1,085 r_E$ . Если фотопластинку поста-

вить вдоль  $AB$ , то вдали от точки  $P$  резкость линий уменьшится, но еще на расстоянии 1 см от точки  $P$  при ширине щели  $S_2$ , равной 2 мм, ширина линий была около 0,1 мм. Это показывает, что прибор можно с успехом применять как масс-спектрограф двойной фокусировки.

Наиболее совершенная двойная фокусировка достигается в приборе  $(30^\circ 50')_E - (90^\circ)_H$  (рис. 327). В этом приборе, сконструированном Маттаухом,

при  $d_1 = r_E / \sqrt{2}$  лучи выходят из электрического поля параллельным пучком, так что величина  $d_2$  не имеет значения. Теория показывает, что линии, на которых расположены фокусы по направлению и фокусы по скорости, здесь совпадают при любых  $r_H$ , если угол отклонения в магнитном поле  $\alpha_H$  равен  $90^\circ$ . Этим определяется положение фотопластины. Практически хорошая двойная фокусировка получалась на очень длинном (до 300 мм) участке пластины.

В построенном и испытанном приборе расстояние между линиями составляло от 0,35 до 1,8 мм на 1% разности масс, т. е. значительно меньше, чем в приборе Астона. Но зато фокусировка была настолько резкой, что можно было при измерении спектрограммы пользоваться дополнительно большим оптическим увеличением. В итоге положение линий можно было определить с точностью до 3 м и точность в определении изотопических весов достигала шестого знака.

Как пример на рис. 328 приведены фотографии линий спектра, соответствующие ионам с одинаковыми массовыми числами \*). Эти снимки получены

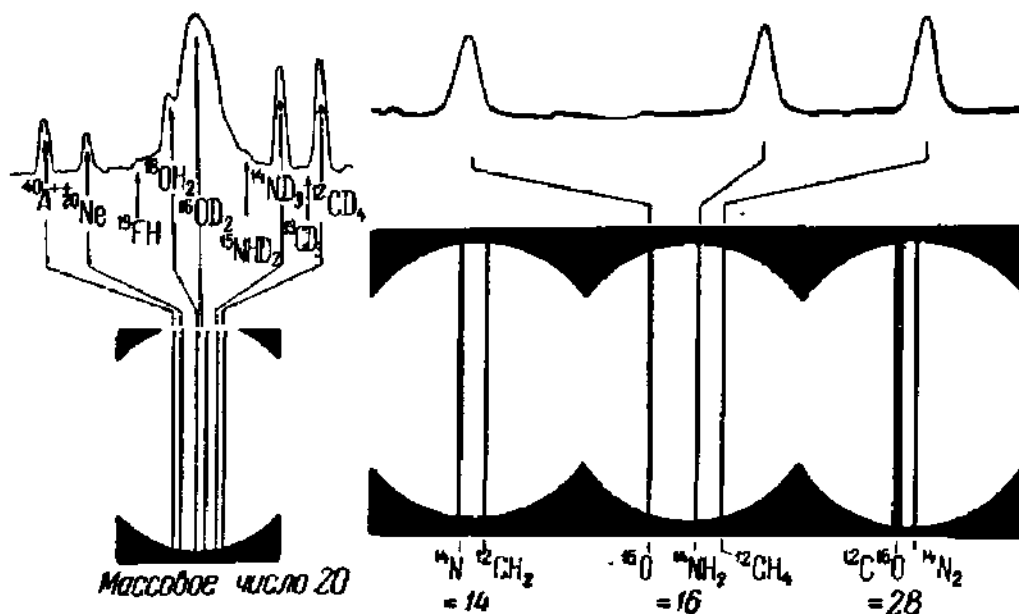


Рис. 328. Масс-спектрограммы частиц с различными массовыми числами, полученные на спектрографе с двойной фокусировкой  $(30^\circ 50')_E - (90^\circ)_H$ .

В верхней части рисунка приведены кривые распределения почернения на фотопластинке, измеренные фотометрически для спектрограмм частиц с массовыми числами 20 и 16.

на приборе  $(30^\circ 50')_E - (90^\circ)_H$ . На том же приборе для изотопических весов водорода, дейтерия и углерода были получены значения ( $H^1$ ) —  $1,008130 \pm \pm 0,0000033$ ; ( $D^2$ ) —  $2,014722 \pm 0,0000064$ ; ( $C^{12}$ ) —  $12,003861 \pm 0,000024$ . Эти числа и фотоснимки рис. 328 наглядно показывают огромную точность современных масс-спектрографов.

Важное практическое значение имеет постоянный и легко управляемый источник ионов для масс-спектрографа. В первых приборах источником ионов

\*) Массовое число — это округленная до ближайшего целого числа масса изотопа, выраженная в «кислородных единицах», т. е. в единицах, где масса легкого изотопа кислорода принята за 16,00000.

служили каналовые лучи, прошедшие в закатодное пространство через отверстие или каналы в катоде. Этим способом нельзя получить ионы многих элементов, например трудно испаряемых металлов.

Впоследствии было разработано еще несколько источников ионов. Метод накаливаемого анода состоит в том, что исследуемый элемент наносится на накаливаемый положительный электрод в высоком вакууме, который и дает эмиссию ионов. Этот метод удобен для щелочных металлов. Для элементов с небольшим потенциалом ионизации можно также использовать явление поверхностной ионизации (см. § 23 ч. I), помещая раскаленный анод в пары исследуемого элемента.

Наиболее распространен сейчас метод высокочастотной или горячей искры. Между двумя электродами, один из которых содержит исследуемый элемент, возбуждается от высокочастотного генератора искровой разряд. Электроды при этом нагреваются, и разряд идет в парах исследуемого элемента. Метод высокочастотной искры позволяет получать мощный постоянный источник ионов очень многих элементов.

Наконец, хорошо регулируемый источник ионов можно получить, применяя метод электронной бомбардировки. Электронный поток, ускоренный достаточно большим напряжением, пропускают через исследуемое вещество, находящееся в газообразном состоянии. Ионы, образующиеся при соударениях с электронами, вытягиваются из разряда электрическим полем и образуют пучок ионных лучей. Этот источник отличается высоким постоянством.

Масс-спектрографы были изобретены и построены для обнаружения изотопов, измерения их относительного содержания в элементах, встречающихся в природе, и точного измерения изотопических весов. За 30 лет существования масс-спектропии была проделана огромная работа, и в настоящее время изучение изотопов элементов, встречающихся на Земле в естественных условиях, в какой-то мере близко к завершению. Достаточно сказать, что за время с 1939 по 1947 г. был вновь открыт всего один (нерадиоактивный) изотоп, в то время как в предшествовавшие годы новые изотопы находили десятками.

Из атомной физики известно, что процессы распада или синтеза ядер с энергетической стороны оцениваются путем сравнения суммы масс ядер до и после ядерного превращения. Это сравнение позволяет сделать заключение о возможности ядерного процесса. Практически необходимо знать массы ядер с очень высокой степенью точности, а именно с точностью до массы электрона, т. е. до тысячных долей процента массы ядра. Как можно видеть из цифр, приведенных выше, современные масс-спектрометрические приборы дают требуемую точность.

Задачи обнаружения изотопов и точного измерения изотопических весов составляют, так сказать, классическую область применения масс-спектрометрических приборов. В последние годы появились новые области их применения, из которых мы укажем на анализ газов и твердых тел, разделение изотопов и отыскание мест течи в вакуумных установках.

Отыскание течи в вакуумной установке всегда было важной для практики задачей. Отыскание течи в лабораторной или промышленной установке не всегда легко удается и часто требует большой затраты времени. Было разработано несколько способов отыскания течи, из которых наиболее быстрые годились, однако, только для установок из стекла (отыскание течи при помощи искры) и были не очень чувствительны. С появлением в атомной технике огромных по объему металлических установок, имеющих многочисленные сочленения труб и резервуаров, проблема высокочувствительного и быстродействующего обнаружителя течи стала особенно актуальной.

Масс-спектрометрический метод обнаружения течи заключается в следующем: газ (обычно воздух), находящийся в вакуумной установке, откачи-

вается насосом и на пути к насосу пропускается через простой масс-спектрометр (рис. 329).

Ионы в спектрометре получаются методом электронной бомбардировки потока газа, протекающего через спектрометр, и образуют затем узкий ионный пучок, проходящий на своем пути ряд диафрагм и отклоняющее магнитное поле с углом в  $60^\circ$ . Поле, ускоряющее ионы, и магнитное поле подобраны так, что во входную щель индикатора ионов, подключенного к усилителю постоянного тока (входная лампа которого показана на чертеже), могут попадать только ионы  $\text{He}^+$ . В воздухе в обычных условиях He содержится в ничтожном количестве, примерно одна часть на  $5 \cdot 10^5$ , и спектрометр ничего не показывает. Но если на установку в том месте, где находится течь, направить струю He, то часть атомов He проникнет в установку и их появление будет немедленно отмечено спектрометром.

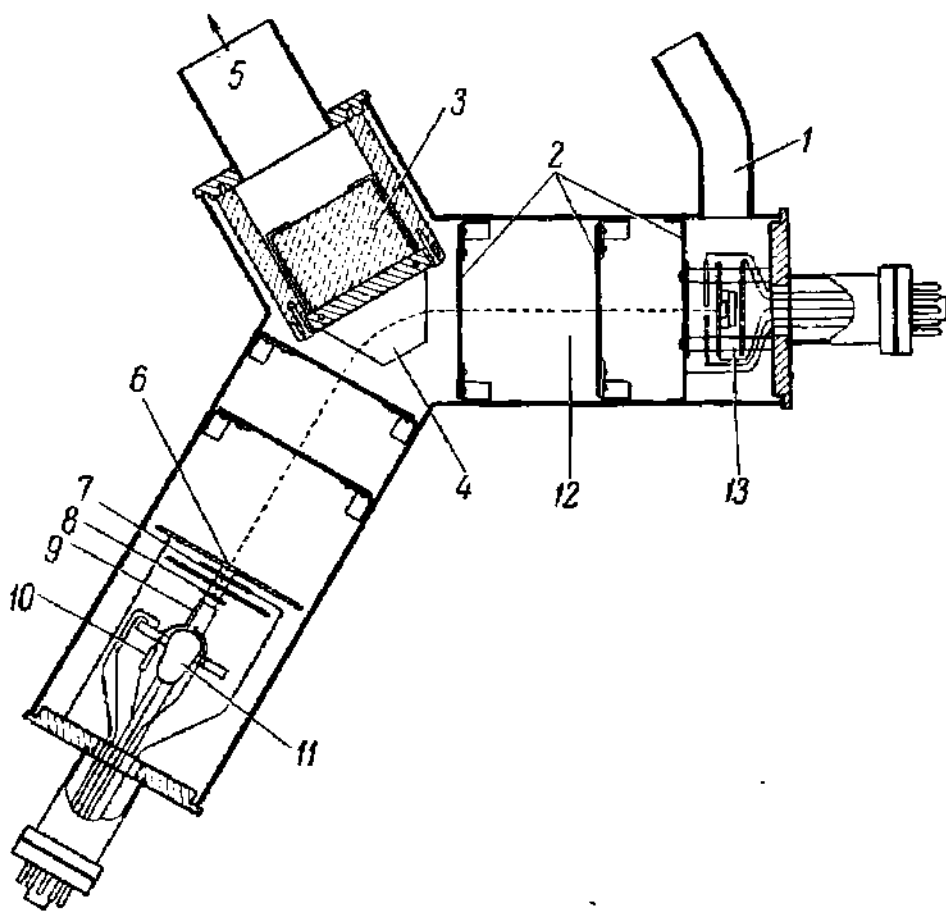


Рис. 329. Масс-спектрометрический течеискатель.

1 — вход газа; 2 — диафрагмы; 3 — корпус магнита; 4 — полюсный наконечник; 5 — выход к насосу; 6 — щель коллектора; 7 — защитная пластина со щелью; 8 — коллекторная пластина; 9 — стержень коллектора; 10 — входное сопротивление; 11 — входная лампа («жолудь» 954); 12 — ионный луч; 13 — источник электронов.

Таким образом, процесс отыскания течи сводится к обдуванию всех сомнительных мест струей гелия из баллона; это можно выполнить очень быстро.

«Течеискатель» не является подобно другим масс-спектрографам очень громоздким прибором, так как он предназначен только для обнаружения легких ионов с определенным удельным зарядом. В приборе, изображенном на рис. 329, ускоряющее напряжение равно 300 в и радиус круга  $R = 5,08$  см.

Значит, магнитное поле равно

$$H = \frac{2,05}{5,08} \sqrt{300} = 710 \text{ эрст.}$$

Такое поле легко получить даже от постоянного магнита.

Выше были описаны некоторые статические масс-спектроскопические приборы, т. е. такие, в которых используются постоянные электрические и магнитные поля. Наиболее точные приборы принадлежат именно к этой группе. Существуют также динамические масс-спектрометры, в которых применяются переменные поля и используются различия в скоростях, которые имеют ионы с разными удельными зарядами. Эти приборы дают меньшую точность, но зато они гораздо дешевле и проще в изготовлении. Есть основание думать, что они получат широкое применение там, где не требуется очень высокая точность, например для химического анализа [Л. 4.18, гл. V].

---

три типа кривых распределения потенциала: кривая без минимума потенциала с ускоряющим полем на катоде, кривые с минимумом потенциала, который может лежать очень близко к катоду (см. рис. 332), и кривые без минимума потенциала с тормозящим полем во всем междуэлектродном пространстве. Трем типам кривых соответствуют три различных закона зависимости анодного тока от напряжения и три участка вольт-амперной диодной характеристики.

**2. Вольт-амперные характеристики диода с плоскими электродами.** На рис. 331 изображена схематически вольт-амперная характеристика диода, на которой видны все три отмеченных выше участка.

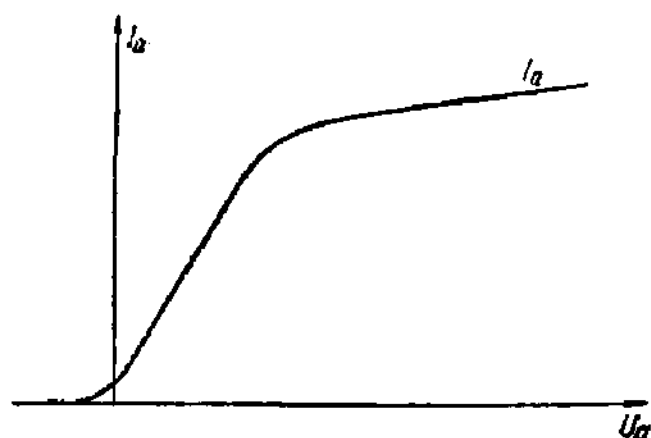


Рис. 331. Вид вольт-амперной характеристики диода.

Характеристики такого вида получаются для диодов с электродами любой формы. Большим положительным анодным напряжениям соответствует режим, в котором на катоде и во всем междуэлектродном пространстве существует поле, ускоряющее электроны (кривая  $I$  на рис. 330). Следовательно, в этом режиме, носящем название режима насыщения, все эмиттированные электроны достигают анода и увеличение анодного тока связано исключи-

тельно с эффектом Шоттки. Как было показано выше (§ 15), сила тока в этом режиме (если считать пространственный заряд малым)

$$I_a = I_s = I_e \exp \left[ \frac{e^{3/2} \left( \frac{U_a}{d} \right)^{1/2}}{kT_k} \right], \quad (39.1)$$

где  $I_e$  — эмиссионный ток при поле на катоде, равном нулю, и  $U_a$  — истинное анодное напряжение, т. е.

$$U_a = U_B + U_{кн} \quad (39.2)$$

( $U_B$  — внешнее напряжение и  $U_{кн}$  — контактная разность потенциалов между анодом и катодом). Так как в режиме насыщения внешнее напряжение  $U_B$  обычно велико, то  $U_B \gg U_{кн}$  и  $U_a \approx U_B$ . Из (39.1) следует:

$$I_e = [I_s]_{U_B=0}. \quad (39.3)$$

Графический способ определения эмиссионного тока  $I_e$  из зависимости тока насыщения  $I_s$  от напряжения  $U_a$  был описан в § 15. Формула (39.1) хорошо подтверждается на опыте для катодов со слабо выраженной эмиссионной пятнистостью. Для катодов с резко выра-

женной пятнистостью (оксидных) ток на участке насыщения растет с анодным напряжением быстрее, чем того требует формула (39.1) (см. рис. 131, ч. I). Теоретическая формула (39.1) применима на всем участке насыщения характеристики, но нижнюю (со стороны малых  $U_a$ ) границу ее применимости теоретически определить не удастся. Экспериментально границу удобно определять по графику зависимости  $\lg I_s$  от  $U_a^{1/2}$ , как это сделано на рис. 114 ч. I.

Лежащему в области отрицательных значений  $U_a$  начальному участку характеристики соответствуют распределения также без минимума потенциала, но с тормозящим полем на катоде и во всем междуэлектродном пространстве. Теория прохождения тока через плоский диод в таком режиме была изложена в § 14 ч. I, где было найдено, что при наличии максвелловского распределения скоростей электронов на катоде анодный ток определяется формулой

$$I_a = I_s e^{\frac{eU_a}{kT_k}} = [I_s]_{U_a=0} e^{\frac{eU_a}{kT_k}}, \quad (39.4)$$

где  $U_a$  — опять исправленное на контактную разность потенциалов тормозящее анодное напряжение, которое в этой формуле считается отрицательным. Участок характеристики, для которого справедлива формула (39.4), называется участком начальных токов. Формула (39.4) остается справедливой, очевидно, только до тех пор, пока потенциал анода  $U_a$  остается ниже потенциала во всех точках междуэлектродного пространства, т. е. пока кривые распределения не имеют минимума. Формула для нахождения граничной силы тока будет указана немного ниже.

Средней части характеристики соответствует распределение с минимумом потенциала, который при увеличении  $U_a$  перемещается от анода к катоду и при положительных, достаточно больших  $U_a$  оказывается вблизи катода, так что распределение потенциала принимает вид, показанный на рис. 332. Анодный ток на этом участке характеристики зависит, очевидно, от

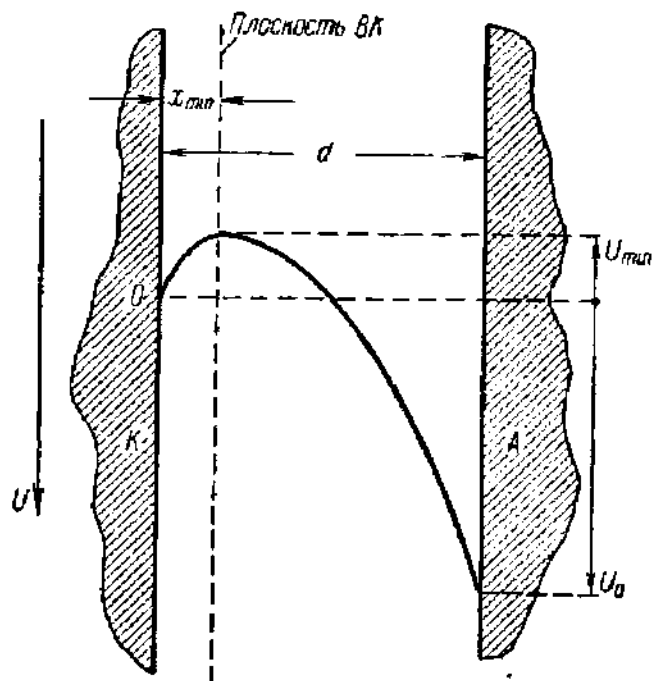


Рис. 332. Распределение потенциала в диоде с минимумом вблизи катода, наиболее часто встречающееся на практике.



## ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ

В настоящей главе рассматриваются высоковакуумные электронные приборы с термоэлектронным катодом, в которых в рабочих режимах почти всегда существенную роль играет электронный пространственный заряд. Для управления движением электронов в них применяют электроды-сетки. Эти приборы носят название электронных ламп или радиоламп.

Классификация электронных ламп возможна по нескольким признакам:

1. По числу электродов: двухэлектродная лампа — диод, трехэлектродная лампа — триод и т. д.

2. По области применения: генераторные, усилительные, электрометрические лампы и т. д.

3. По конструктивным особенностям: стеклянные лампы, металлические лампы, миниатюрные, разборные и т. п.

В данной главе материал расположен в соответствии с первым из перечисленных выше способов классификации, как наиболее подходящим при изучении внутривлампных процессов, ввиду того, что электростатическое поле, управляющее потоком электронов в лампе, в первую очередь зависит от числа электродов и их напряжений. Сверхвысокочастотные электронные лампы выделены в особую главу.

Во всех формулах настоящей главы, а также гл. 7, которые подстановкой численных значений универсальных постоянных ( $e$ ,  $m$ ,  $h$ , и т. п.) приведены к виду, удобному для количественных расчетов, электрические величины выражаются в практических единицах, длина и площадь — в сантиметрах и квадратных сантиметрах и частота — в герцах.

В примерах, иллюстрирующих на реальных лампах те или иные выводы теории, наряду с современными отечественными лампами используются также лампы зарубежного производства и в некоторых случаях с соответствующей оговоркой лампы устаревших типов. Поскольку данная глава имеет целью только описание физических свойств электронных ламп, такой выбор примеров представляется оправданным.

## § 39. Диод

Основной задачей теории диода является расчет его вольт-амперной характеристики. Эта задача для отдельных участков характеристики была уже рассмотрена выше при изучении термоэлектронной эмиссии (§§ 14 и 15 ч. I) и влияния пространственного заряда в прямолинейном потоке электронов (§ 9).

Теперь остается суммировать полученные там результаты и внести ряд дополнений, часто имеющих существенное значение для реальных диодов.

**1. Распределение потенциала в диоде.** Как известно, электроны, вылетающие из термокатода, имеют максвелловское распределение скоростей (§ 14). Зная это, нетрудно качественно выяснить возможные формы кривой распределения потенциала в междуэлектродном пространстве. Эти кривые изображены для плоского диода на рис. 330, где, как и на многих рисунках гл. 2 ч. I, потенциал отложен сверху вниз и наивысшая точка кривой соответствует самому низкому потенциалу.

Распределение потенциала при разных  $U_a$  в отсутствие пространственного заряда изображается пунктирными прямыми. Появление электронного пространственного заряда понижает потенциал между электродами, и при  $U_a = 0$ , очевидно, должен появиться минимум потенциала при любом значении анодного тока (кривая 3). Минимум потенциала сохранится и при  $U_a$ , немного большем и немного меньшем нуля. Увеличение  $U_a$ , начиная от нуля, смещает минимум в сторону катода (кривая 2). Происходит это потому, что скорость электронов, повсюду возрастающая при увеличении  $U_a$ , сильнее всего возрастает у анода, где, следовательно, в наибольшей степени уменьшается пространственный заряд. При больших анодных напряжениях минимум потенциала оказывается совсем вблизи от катода (см. рис. 332) и, наконец, он совсем исчезает, и поле на катоде делается ускоряющим (рис. 330, кривая 1). При отрицательных  $U_a$  электроны вблизи анода тормозятся, пространственный заряд здесь увеличивается и минимум потенциала сдвигается к аноду (кривая 4). Дальнейшее возрастание отрицательного анодного напряжения приводит к установлению тормозящего поля во всем междуэлектродном пространстве и исчезновению минимума потенциала (кривая 5). Таким образом возможны

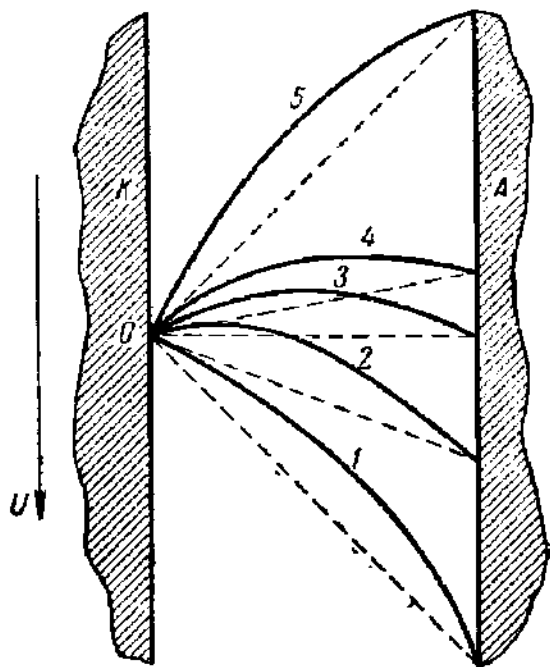


Рис. 330. Кривые распределения потенциала в диоде при различных анодных напряжениях.

величины минимума потенциала  $U_{\min}$  и его положения относительно электродов. Так как  $U_{\min}$  зависит от величины пространственного заряда и его распределения между электродами, то можно сказать, что анодный ток в этих случаях ограничивается пространственным зарядом. Соответствующая часть характеристики называется участком ограничения пространственным зарядом или, короче, участком пространственного заряда. Участок пространственного заряда почти всегда является рабочим участком характеристики, и для практики он наиболее интересен.

Рассмотрим сначала приближенный способ вычисления тока в режиме ограничения пространственным зарядом. Пусть при заданных анодном напряжении  $U_a$  и температуре катода  $T_k$  минимум потенциала лежит на расстоянии  $x_{\min}$  от катода. Геометрическое место точек минимума потенциала — это плоскость  $BK$  (рис. 332), для которой

$$\left[ \frac{dU}{dx} \right]_{x=x_{\min}} = 0.$$

Электроны, начальные скорости которых лежат в пределах

$$0 \div \sqrt{2 \frac{e}{m} U_{\min}},$$

возвращаются к катоду, не достигнув плоскости  $BK$ . Все остальные электроны, затратив одинаковую энергию на преодоление потенциального барьера  $U_{\min}$ , попадают в ускоряющее поле и уходят на анод. На  $BK$  сохраняется максвелловское распределение скоростей электронов (сравн. § 14) и по отношению к электронам, образующим анодный ток, плоскость  $BK$ , можно сказать, играет роль эмиттера электронов. Поэтому ее называют эффективным или виртуальным катодом.

Упрощая задачу о вычислении анодного тока, примем, что электроны, проходящие к аноду, имеют на  $BK$  скорость, равную нулю, и будем отсчитывать величину потенциала от уровня  $U_{\min}$ . Тогда на плоскости  $BK$  будут выполняться граничные условия

$$\left[ \frac{dU}{dx} \right]_{x=x_{\min}} = 0, \quad [U]_{x=x_{\min}} = 0, \quad [v]_{x=x_{\min}} = 0. \quad (39.5)$$

Граничные условия (39.5), а также и уравнения

$$j = -\rho v, \quad \frac{mv^2}{2} = eU, \quad \frac{d^2U}{dx^2} = -4\pi\rho$$

совпадают с уравнениями и граничными условиями, использованными в § 9 при выводе закона трех вторых. Следовательно, для плотности тока можно сразу написать:

$$\frac{I_a}{Q} = j_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{(U_a - U_{\min})^{3/2}}{(d - x_{\min})^2} [a/c\mathcal{M}^2], \quad (39.6)$$

где  $Q$  — площадь каждого из электродов.

Как известно (§ 14), при обычных рабочих температурах катодов начальные энергии подавляющего большинства электронов не превышают  $0,1 \div 0,25$  эв. Очевидно, что минимум потенциала  $U_{\min}$  не может существенно превосходить эту величину и должен измеряться немногими десятками вольт. Поэтому при  $U_a$  порядка нескольких вольт и выше слагаемое  $U_{\min}$  в формуле (39.6) можно отбросить. С другой стороны, опять-таки при достаточно больших  $U_a$  плоскость  $BK$  лежит близко к катоду и при не очень малых междуэлектродных расстояниях  $d \gg x_{\min}$ . Формулу (39.6) при этих условиях с достаточной точностью можно заменить приближенной:

$$\frac{I_a}{Q} = j_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{d^2} [a/cM^2], \quad (39.7a)$$

или

$$I_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q}{d^2} U_a^{3/2} [a] = K_{п.л} U_a^{3/2} [a], \quad (39.7b)$$

где постоянный множитель  $K_{п.л} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q}{d^2} a/v^{3/2}$ . Формулы (39.7) были получены ранее в § 9 (формулы (9.1)), где было принято, что скорость электронов на катоду равна нулю.

Все сказанное выше вполне подтверждается опытом, и поэтому уравнением (39.7) можно пользоваться для практических расчетов на протяжении большей части участка пространственного заряда характеристик диодов с не очень малым расстоянием между катодом и анодом. С другой стороны, в упрощенной теории остается нерешенным ряд важных для практики вопросов. Во многих современных лампах расстояние  $d$  очень мало и условие  $x_{\min} \ll d$  может нарушаться. Условие  $U_{\min} \ll U_a$  хорошо выполняется для выпрямительных диодов (кенотронов), но для диодов, применяемых для детектирования  $U_a$  близко к нулю. Между тем в приближенной теории  $x_{\min}$  и  $U_{\min}$  не вычисляются. Наконец, остается нерешенным и вопрос о границе между участком начальных токов, для которого верна формула (39.4), и участком пространственного заряда характеристики.

Точная теория тока в диоде, ограниченного пространственным зарядом, учитывающая максвелловское распределение скоростей электронов на катод, была разработана И. Ленгмюром. В теории Ленгмюра вместо переменных  $U$  и  $x$  вводятся безразмерные переменные

$$\eta = \frac{U - U_{\min}}{kT_k/e}, \quad \xi = 4 \left( \frac{\pi}{2kT_k} \right)^{3/4} m^{1/4} (ej)^{1/2} (x - x_{\min}), \quad (39.8)$$

измеряющие, как это нетрудно видеть, в некотором масштабе потенциал по отношению к уровню минимума потенциала и расстояние, отсчитанное от точки минимума потенциала.

В новых переменных уравнение Пуассона

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -4\pi\rho$$

после однократного интегрирования дает

$$\left(\frac{d\eta}{d\xi}\right)^2 = e^\eta - 1 \pm \Phi(\sqrt{\eta}) \mp \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\eta}, \quad (39.9)$$

где через  $\Phi$  обозначен так называемый интеграл Гаусса (часто встречающийся в теории вероятностей):

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy.$$

Верхние знаки в (39.9) относятся к пространству катод —  $BK$ , а нижние к пространству  $BK$  — анод. Из (39.9) решение получается в виде интеграла

$$\xi = \mp \int_0^\eta \frac{d\eta}{\left[ e^\eta - 1 \pm \Phi(\sqrt{\eta}) \mp \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\eta} \right]^{1/2}}. \quad (39.10)$$

Это решение справедливо только тогда, когда в междуэлектродном пространстве имеется минимум потенциала, т. е. оно не охватывает ни области начальных токов, ни области токов насыщения. Интеграл (39.10) удастся вычислить только приближенными методами, и в количественных расчетах используют таблицу значений  $\xi$  в функции от  $\eta$ , составленную Ленгмюром и впоследствии дополненную. Здесь мы не будем приводить таблицу Ленгмюра (см. [Л.5.8 и Л.5.10], где приведена таблица и рассмотрены частные случаи) и ограничимся выражением для  $j_a$ , получаемым в качестве математического приближения к строгой теории:

$$j_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{(U_a - U_{\min})^{3/2}}{(d - x_{\min})^2} \left[ 1 + 2,66 \left( \frac{kT_k}{e(U_0 - U_{\min})} \right)^{1/2} \right] [a/cM^2]. \quad (39.11)$$

Формула (39.11) отличается от выведенной из упрощенных представлений формулы (39.6) только небольшим поправочным членом

$$2,66 \left( \frac{kT_k}{e(U_0 - U_{\min})} \right)^{1/2} = 2,66 \left[ \frac{T_k}{11\,600} \frac{1}{U_0 - U_{\min}} \right]^{1/2},$$

показывающим, что с увеличением температуры катода анодный ток немного возрастает. Формула (39.11), как показывает сравнение с ре-

зультатами точной теории, дает для диодов с оксидными катодами ошибку не более  $3 \pm 5\%$ . Величину  $U_{\min}$ , учитывая, что электроны имеют максвелловское распределение, можно найти из формулы (39.4), заменив в ней  $U_a$  через  $U_{\min}$ ; это дает

$$U_{\min} = -\frac{kT_k}{e} \ln \left[ \frac{j_e}{j_0} \right] = -\frac{kT_k}{e} \ln \left[ \frac{1}{f} \right]; \quad (39.12)$$

$f = j_a/j_e$  называется коэффициентом использования эмиссионного тока. Подставив в (39.12) численное значение  $e$  и  $k$ , получим:

$$U_{\min} = -\frac{T_k}{11600} \ln \left( \frac{1}{f} \right) = -\frac{T_k}{5040} \lg \left( \frac{1}{f} \right) [\text{в}]. \quad (39.13)$$

Расстояние  $x_{\min}$  можно найти из приближенной формулы:

$$x_{\min} = p \left( \frac{T_k}{1000} \right)^{3/4} \left[ \frac{1}{1000 j_a} \right]^{1/2} [\text{см}], \quad (39.14)$$

причем  $p$  определяется из графика, приведенного на рис. 333. Из графика видно, что при  $f \leq 1/30$ , т. е. при  $I_e \geq 30 I_a$ , что почти

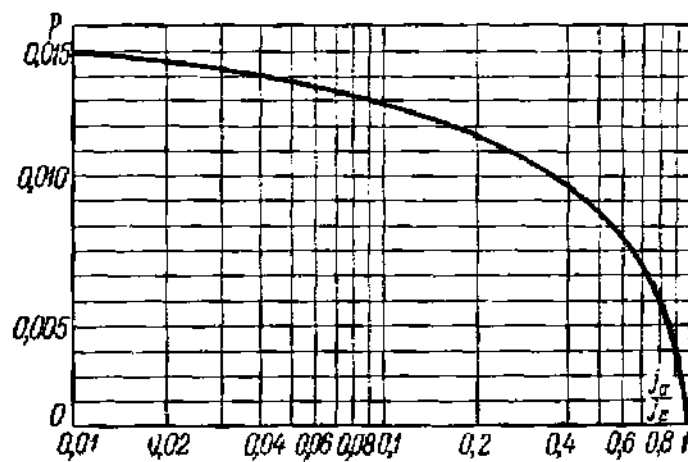


Рис. 333. График для определения коэффициента  $p$ .

всегда выполняется в непрерывном режиме для оксидных катодов,  $p \approx 0,015$  (с точностью до  $5\%$ ). Для таких режимов из (39.14) получается:

$$x_{\min} \approx 2,66 \cdot 10^{-6} \frac{T_k^{3/4}}{j_a^{1/2}} [\text{см}]. \quad (39.15)$$

При уменьшения  $U_a$  минимум потенциала перемещается к аноду и в пределе его достигает. Для этого предельного режима  $x_{\min} = d$ ,

и по (39.15) ему соответствует плотность анодного тока

$$[j_a]_{\text{пред}} \approx 7 \cdot 10^{-12} \frac{T_k^{3/2}}{d^2} [a/cm^2]. \quad (39.16)$$

Формула (39.16) дает, очевидно, ту наибольшую плотность тока, при которой перестает быть правильной формула начальных токов (39.4).

Рассмотрим пример: в диоде с оксидным катодом  $T_k = 1160^\circ \text{K}$ ,  $j_a = 10 \text{ ма/см}^2$ ,  $j_c = 200 \text{ ма/см}^2$ ,  $f = 1/20$  и по рис. 333  $p = 0,0138$ . По формулам (39.13) и (39.14)

$$U_{\min} \approx -0,30 \text{ в}, \quad x_{\min} \approx 0,005 \text{ см.}$$

Величина  $x_{\min}$ , полученная в этом примере, уже сравнима с междуэлектродными расстояниями в некоторых современных лампах (см., например § 49 гл. 6).

В рассмотренном примере не было указано анодное напряжение. Его можно найти по формуле (39.11); например, при  $d = 0,2 \text{ см}$  получается  $U_a = 28 \text{ в}$ . Но при расчете вольт-амперной характеристики обычно приходится находить плотность тока  $j_a$  для различных  $U_a$  при заданных  $d$  и  $T_k$  (причем, зная  $T_k$ , по формуле Ричардсона можно найти  $j_c$ ). В этом случае нельзя прямо воспользоваться формулами (39.13) и (39.14) и приходится идти путем последовательных приближений. Для этого сначала вычисляют  $j_a$  для заданного  $U_a$  по закону трех вторых (формула (39.7)), т. е. находят

$$j_a = j'_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{d^2} [a/cm^2],$$

и, исходя из  $j_a = j'_a$ , вычисляют в первом приближении по формулам (39.13) и (39.14)  $U_{\min} = U'_{\min}$  и  $x_{\min} = x'_{\min}$ . Полученные значения  $U'_{\min}$  и  $x'_{\min}$  используют для вычисления второго приближения  $j_a = j''_a$  по формуле (39.11), с помощью  $j''_a$  находят второе приближение  $U_{\min} = U''_{\min}$  и  $x_{\min} = x''_{\min}$  и т. д. Третье приближение практически оказывается достаточно точным.

Из экспериментальной вольт-амперной характеристики диода можно определить его параметры: внутреннее сопротивление

$$R_i = \frac{dU_a}{dI_a} \quad (39.17)$$

и проводимость, или крутизну характеристики:

$$S = \frac{dI_a}{dU_a}, \quad (39.18)$$

связанные между собой очевидным соотношением

$$SR_i = 1.$$

Эти дифференциальные параметры диода следует отличать от сопротивления и проводимости диода на постоянном токе, равных соответственно  $U_a/I_a$  и  $I_a/U_a$ .

Исходя из полученных выше формул, можно получить теоретические выражения для  $S$  и  $R_i$  на различных участках характеристики. Для участка начальных токов из формулы (39.4) получим:

$$S = \frac{dI_a}{dU_a} = \frac{e}{kT_k} I_e \exp\left(\frac{eU}{kT_k}\right) = \frac{e}{kT_k} I_a, \quad (39.19a)$$

или

$$S = \frac{11600}{T_k} I_a [a/\vartheta]. \quad (39.19b)$$

Крутизна участка пространственного заряда — основного рабочего участка характеристики — по (39.7)

$$S = \frac{3}{2} K_{пл} U_a^{1/2} = \frac{3}{2} K_{пл}^{2/3} I_a^{1/3} = a_{пл} I_a^{1/3}, \quad (39.20a)$$

где множитель

$$a_{пл} = 2,64 \cdot 10^{-4} \frac{Q^{2/3}}{d^{1/3}} [a^{2/3}/\vartheta] \quad (39.20b)$$

зависит только от геометрии диода.

На участке тока насыщения, для практики мало интересном, крутизна очень мала и  $R_i$  соответственно весьма велико.

**3. Влияние работ выхода электродов на характеристику.** В формулы (39.1), (39.4) и (39.11) входит истинное анодное напряжение  $U_a$ . Контактная разность потенциалов равна разности относенных к единице заряда работ выхода анода и катода

$$U_a - U_b = U_{кн} = \frac{1}{e} (\Phi_k - \Phi_a) = \varphi_k - \varphi_a;$$

здесь  $U_b$  — напряжение батареи. Отсюда следует, что положение характеристики зависит от работ выхода электродов. Однако влияние работ выхода анода и катода оказывается различным.

Рассмотрим сначала участок начальных токов. Эмиссионный ток равен

$$I_e = QAT_k^2 \exp\left[-\frac{e\varphi_k}{kT_k}\right],$$

и из формулы (39.4), заменив в ней  $U_a$  через  $U_b + U_{кн}$  и  $I_e$  через  $QAT_k^2 \exp\left[-\frac{e\varphi_k}{kT_k}\right]$ , получим:

$$I_a = QAT_k^2 \exp\left[-\frac{e\varphi_k}{kT_k}\right] \exp\left[\frac{e(U_b + U_{кн})}{kT_k}\right] = QAT_k^2 e^{\frac{eU_b}{kT_k}} e^{-\frac{e\varphi_a}{kT_k}}.$$

$I_a$ , таким образом, зависит только от работы выхода анода и не зависит от  $\varphi_k$ . К такому же выводу можно прийти, рассматривая, как



влияет изменение  $\varphi_a$  и  $\varphi_k$  на распределение потенциала (рис. 334). Общая высота потенциального барьера, который приходится преодолевать электронам, складывающаяся из барьера на границе катод — вакуум и напряжения катод — анод, зависит, как это видно из рисунков, только от  $\varphi_a$ .

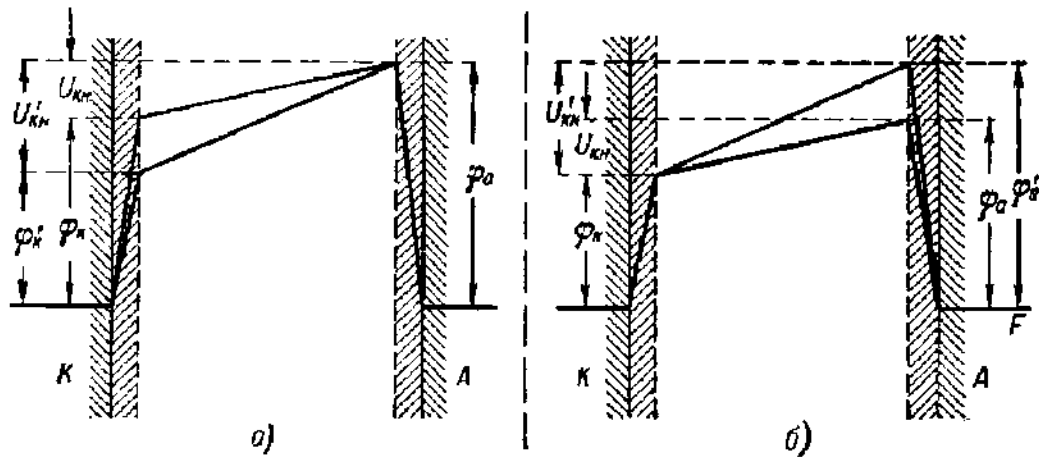


Рис. 334. Распределение потенциала в диоде.

*a* — при одинаковых  $\varphi_a$  и разных  $\varphi_k$ ; *b* — при разных  $\varphi_a$  и одинаковых  $\varphi_k$ .  $F$  — общий уровень Ферми. Для упрощения распределение потенциалов на отдельных участках показано прямыми линиями.

В режиме пространственного заряда изменение работы выхода катода должно привести одновременно к изменению плотности эмиссионного тока  $j_e$  и глубины потенциального минимума  $U_{\min}$ , например к уменьшению обеих этих величин при увеличении  $\varphi_k$ . Значит, с уменьшением тока  $j_e$  увеличивается одновременно относительное количество электронов, преодолевающих потенциальный минимум  $U_{\min}$ . Оба эффекта почти компенсируются для электродов любой формы, и влияние  $\varphi_k$  на анодный ток должно быть ничтожным.

Формулы (39.6) и (39.11) показывают, что для плоского диода на участке пространственного заряда  $j_a$  зависит от разности

$$U_a - U_{\min} = U_B + U_{кв} - U_{\min} = U_B + (\varphi_k - \varphi_a) - U_{\min},$$

где

$$\begin{aligned} U_{\min} &= -\frac{kT_k}{e} [\ln I_e - \ln I_a] = -\frac{kT_k}{e} [\ln (QA T_k^2 e^{-\frac{e\varphi_k}{kT_k}}) - \ln I_a] = \\ &= \varphi_k - \frac{kT_k}{e} [\ln QA + 2 \ln T_k - \ln I_a]; \end{aligned}$$

отсюда следует, что

$$U_a - U_{\min} = U_B - \varphi_a + \frac{kT_k}{e} [\ln QA + 2 \ln T_k - \ln I_a] = U_B - \varphi_a + F(T_k, I_a)$$

не зависит от  $\varphi_k$ , а значит, не зависит от  $\varphi_k$  и анодный ток. Зависимость анодного тока от работы выхода анода  $\varphi_a$  можно использовать для измерения контактной разности потенциалов. Представим

себе диод с двумя анодами, сделанными из металлов, с работами выхода  $\varphi_{a1}$  и  $\varphi_{a2}$ , сконструированный так, что, перемещая аноды, можно

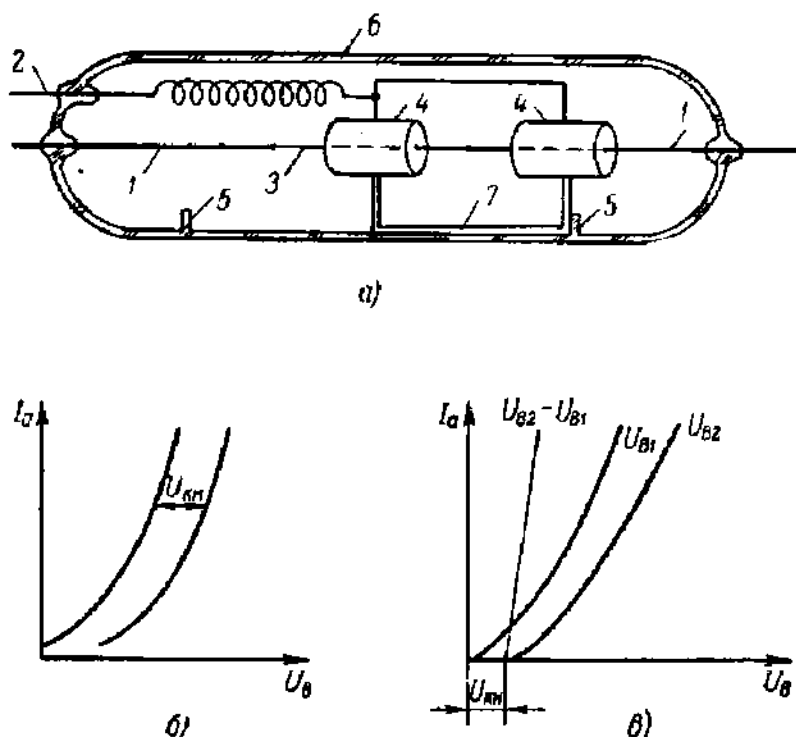


Рис. 335. *a* — схема прибора с подвижными анодами для измерения контактной разности потенциалов (*1* — вводы катода, *2* — ввод анодов, *3* — катод, *4* — аноды, *5* — ограничители, *6* — баллон, *7* — стержень, скрепляющий аноды; наклоняя прибор, можно перемещать аноды от одного ограничителя до другого); *б* — параллельное смещение характеристики; *в* — определение  $U_{KB}$  при непараллельном смещении характеристики.

ставить любой из них в рабочее положение против середины катода (рис. 335, *a*). Тогда анодный ток в обоих случаях равен

$$I_{a1} = C [U_{a1} - \varphi_{a1} + F(T_k, I_{a1})]^{3/2},$$

$$I_{a2} = C [U_{a2} - \varphi_{a2} + F(T_k, I_{a2})]^{3/2},$$

где  $C$  — множитель, зависящий от геометрии электродов. Если  $I_{a1} = I_{a2}$ , то

$$U_{a1} - \varphi_{a1} = U_{a2} - \varphi_{a2},$$

$$U_{a1} - U_{a2} = \varphi_{a1} - \varphi_{a2}.$$

Таким образом, при замене одного анода другим вольт-амперная характеристика диода смещается параллельно самой себе на величину, равную контактной разности потенциалов (рис. 335, *б*). Если при смещении анодов геометрия диода из-за недостатков конструкции

оказывается заметно нарушенной, то анодные токи в обоих случаях выразятся формулами:

$$I_{a1} = C_1 [U_{в1} - \varphi_{a1} + F(T_k, I_{a1})]^{3/2},$$

$$I_{a2} = C_2 [U_{в2} - \varphi_{a2} + F(T_k, I_{a2})]^{3/2},$$

и если опять  $I_{a1} = I_{a2} = I_a$ , то

$$U_{в1} - U_{в2} = \varphi_{a1} - \varphi_{a2} + I_a \left( \frac{1}{C_1^{2/3}} - \frac{1}{C_2^{2/3}} \right).$$

Отсюда следует, что теперь характеристика смещается не параллельно (рис. 335, в). Однако при  $I_a \rightarrow 0$ ,  $(U_{в1} - U_{в2}) \rightarrow (\varphi_{a1} - \varphi_{a2})$ , так что, откладывая разности  $(U_{в1} - U_{в2})_{I_a = \text{const}}$  для разных  $I_a$  и экстраполируя полученную зависимость до  $I_a = 0$ , можно получить контактную разность потенциалов обоих анодов.

На рис. 335, а изображен прибор с цилиндрическими анодами, конструктивно более удобный, чем прибор с плоскими электродами. Для цилиндрического диода анодный ток, как показывает точный расчет, зависит от  $\varphi_k$ , но только в ничтожной степени и метод определения контактной разности потенциалов по сдвигу характеристики в области пространственного заряда применим с большой точностью [Л.2.1, гл. 3 и 4]. Этот метод оказался наиболее удобным и чаще других применяется на практике, несмотря на то что он требует прибора с подвижными электродами.

**4. Диод с цилиндрическими электродами.** Вычисление тока в диоде с электродами, имеющими форму коаксиальных цилиндров (длина  $l$ , радиус катода и анода  $r_k$  и  $r_a$ , площадь анода  $Q_a$ ), осложняется тем, что приходится учитывать слагающие начальных скоростей электронов, параллельные поверхности катода. В режиме начальных токов, если величина тормозящего напряжения  $|U_a| > \frac{3kT_k}{e}$ , достаточную точность дает формула

$$I_a = I_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{-\frac{eU_a}{kT_k}} e^{\frac{eU_a}{kT_k}}. \quad (39.21)$$

Для определения наибольшего тока, при котором перестает существовать режим начальных токов и появляется минимум потенциала в междуэлектродном пространстве, можно воспользоваться формулой

$$J_a = \frac{I_a}{l} \approx 40 \cdot 10^{-12} T_k^{3/2} \frac{1}{r_a \ln \frac{r_a}{r_k}} [a/cm] \quad (39.22)$$

([Л.5.9, гл. 2], там же выведены точные выражения для режима начальных токов).

В режиме пространственного заряда формулы, не учитывающие влияния начальных скоростей, имеют вид (см. § 9, формулу (9.22))

$$I_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a U_a^{3/2}}{r_a^2 \beta^2 (r_a/r_k)} [a] = K_{\text{цил}} U_a^{3/2} [a], \quad (39.23)$$

$$K_{\text{цил}} = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a^2 \beta^2 (r_a/r_k)} [a/\text{в}^3/\text{с}],$$

$$J_a = \frac{I_a}{l} = 14,66 \cdot 10^{-6} \frac{U_a^{3/2}}{r_a \beta^2 (r_a/r_k)} [a/\text{см}]. \quad (39.24)$$

Эти формулы показывают, что  $I_a$  мало зависит от  $r_k$  при  $r_a \gg r_k$ , так как функция  $\beta^2$  при  $r_a \gg r_k$  медленно меняется в зависимости от  $r_a/r_k$ . Поэтому замена  $r_k$  радиусом виртуального катода мало что меняет. Точное решение, учитывающее влияние начальных скоростей в цилиндрическом диоде, не было получено. Приближенная формула, указанная Ленгмюром, имеет вид

$$I_a = 14,66 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\beta^2 (r_a/r_k) r_a} \left[ U_a - U_{\text{min}} + \frac{3}{8} \frac{kT_k}{e} \ln \left( \frac{U_a}{\lambda U_0} \right) \right]^{3/2} [a/\text{см}], \quad (39.25)$$

где  $U_{\text{min}} = -\frac{kT_k}{e} \ln \frac{1}{f}$  — глубина минимума потенциала,  $U_0 = \frac{3}{2} \frac{kT_k}{e}$  и  $\lambda$  — численный множитель, величина которого лежит между 1,5 и 2. Для расчета характеристики по формуле (39.25) по заданным  $r_a$ ,  $r_k$ ,  $T_k$  и  $U_a$ , как и для расчета по (39.11) в случае плоского диода, приходится применять метод последовательных приближений. При небольших значениях отношения  $r_a/r_k$  цилиндрическая система электродов приближается к плоской, и при  $r_a/r_k < 2$ , как показывает расчет, можно уже пользоваться формулами для плоских электродов (39.7) и (39.11).

Крутизну характеристики на участке пространственного заряда можно вычислить по формуле (39.18):

$$S = \frac{dI_a}{dU_a} = \frac{3}{2} K_{\text{цил}} U_a^{1/2} = a_{\text{цил}} I_a^{1/2},$$

где

$$a_{\text{цил}} = \frac{3}{2} K_{\text{цил}}^{2/3} = 2,64 \cdot 10^{-4} \frac{Q_a^{2/3}}{r_a^{4/3} \beta^{4/3}} [a^{2/3}/\text{в}]. \quad (39.26)$$

Ток насыщения в цилиндрическом диоде изменяется в зависимости от напряжения (§ 15) по формуле

$$I_s = I_s \exp \left\{ \frac{e^{3/2} E_k^{1/2}}{kT_k} \right\},$$

где  $E_k$  — напряженность поля на катоде. В диодах с катодом прямого накала радиус  $r_k$  мал, и поэтому напряженность  $E_k$  велика и увеличение тока насыщения заметно при меньших напряжениях, чем в плоском диоде.

**5. Отклонения от закона трех вторых.** Как уже отмечалось, участок пространственного заряда является рабочей частью характеристики. Отклонения от закона трех вторых имеют поэтому практический интерес. Эти отклонения проявляются главным образом на обоих концах участка пространственного заряда.

На нижнем конце, помимо рассмотренного выше влияния начальных скоростей электронов, в диодах с катодами прямого накала проявляется сильное влияние неэквипотенциальности катода. Этот эффект зависит от схемы включения, а именно от выбора общей точки цепи накала и анодной цепи. Ниже разобрана только обычная схема с общим минусом (рис. 336, а).

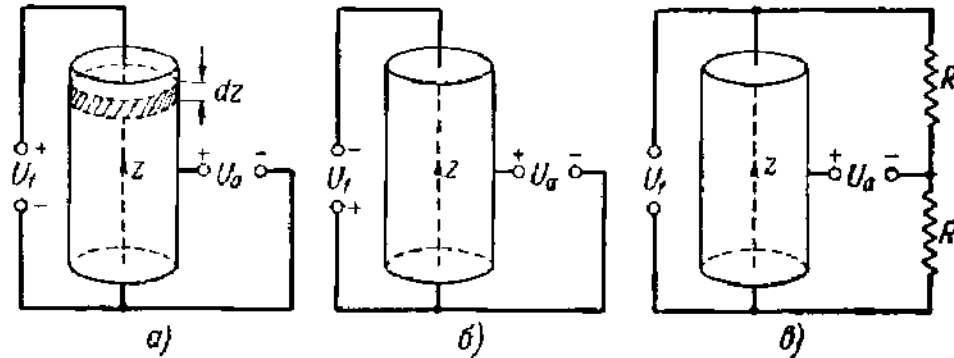


Рис. 336. Схемы включения диода с катодом прямого накала.

а — с общей точкой на минусе накала; б — с общей точкой на плюсе накала; в — с общей средней точкой цепи накала.

Разобьем диод на отдельные «элементарные» диоды длины  $dz$ . Анодное напряжение элементарного диода, лежащего на расстоянии  $z$  от отрицательного конца катода, равно

$$U_z = U_a - U_f \frac{z}{l}.$$

Анодный ток в этом элементарном диоде будет

$$i_z = k U_z^{3/2} dz,$$

где  $k$  — постоянный коэффициент, зависящий от геометрии диода. Для полного тока в диоде, считая, что  $U_a > U_f$ , получим:

$$\begin{aligned} I_a &= \int_0^l k U_z^{3/2} dz = \int_0^l k \left( U_a - \frac{U_f}{l} z \right)^{3/2} dz = \\ &= \frac{2}{5} \frac{kl}{U_f} [U_a^{5/2} - (U_a - U_f)^{5/2}]. \end{aligned} \quad (39.27a)$$

При отсутствии падения напряжения вдоль катода и том же анодном напряжении через диод протекал бы ток

$$I_{a0} = kl U_a^{3/2}.$$

Разложив  $(U_a - U_f)^{3/2}$  по формуле бинома, можно (39.27а) представить в виде

$$I_a = I_{a0} \left[ 1 - \frac{3}{4} \left( \frac{U_f}{U_a} \right) + \frac{3}{4} \frac{1}{1 \cdot 2 \cdot 3} \left( \frac{U_f}{U_a} \right)^2 - \dots \right] \quad (39.28)$$

или, если  $U_f \ll U_a$ :

$$I_a = I_{a0} \left[ 1 - \frac{3}{4} \frac{U_f}{U_a} \right]. \quad (39.29)$$

Если  $U_a < U_f$ , то анодный ток будет заперт во всех элементарных диодах, начиная с диода, для которого

$$U_z = U_z' = U_a - U_f \frac{z_0}{l} = 0,$$

откуда

$$z_0 = \frac{U_a l}{U_f}$$

и, значит, полный ток

$$I_a = \int_0^{z_0} k \left( U_a - U_f \frac{z}{l} \right)^{3/2} dz = \frac{2}{5} k \frac{l}{U_f} U_a^{5/2}. \quad (39.27б)$$

Если изменить схему, подключая минус анодной цепи к плюсу цепи накала (рис. 336, б) или к «средней точке» цепи накала (рис. 336, в), то с помощью сходных вычислений нетрудно получить:

$$I_a = I_{a0} \left[ 1 + \frac{3}{4} \frac{U_f}{U_a} \right], \quad (39.30)$$

$$I_a = I_{a0} \left[ 1 + \frac{1}{64} \left( \frac{U_f}{U_a} \right)^2 + \frac{3}{10 \cdot 240} \left( \frac{U_f}{U_a} \right)^4 + \dots \right]. \quad (39.31)$$

По этим приближенным формулам легко оценить величину поправок, вызванных падением напряжения вдоль катода. В руководствах по расчету электронных ламп можно найти более удобный способ расчета  $I_a$  в диодах с прямонакальным катодом с помощью таблиц, составленных на основании точных формул [Л.5.1, гл. 3, 6; Л.5.10, гл. 1, 6].

На верхнем конце участка пространственного заряда дает о себе знать приближение к насыщению. Температура поверхности катода неодинакова: по краям она ниже, чем посередине, и насыщение на более холодных участках наступает при меньшем анодном напряжении. Это явление особенно заметно в катодах прямого накала, температура которых резко понижается вблизи мест крепления нити накала к вводам. По прямонакальному катоду, кроме тока накала, протекает и анодный ток, направление которого (например, в схеме с общим минусом) одинаково с направлением тока накала на одном конце катода и противоположно на другом. Прохождение анодного

тока на катоде создает дополнительную неравномерность нагрева катода, особенно заметную в мощных лампах и зависящую от выбора общей точки схемы и распределения сопротивления в цепи накала. По этому вопросу см. [Л.5.1, гл. 3]. В режиме насыщения наклон характеристики очень мал, и в результате температурной неоднородности катода на значительном протяжении характеристика будет подниматься более полого, чем того требует закон трех вторых; и форма ее будет приближаться к прямой линии. Такое «спрямление» характеристики дает основание для замены в некоторых технических расчетах характеристики диода прямой линией.

**6. Время пролета электронов в диоде.** Найдем время пролета электрона для случая плоского диода, пренебрегая скоростью вылета электронов из катода.

Для случая небольшого пространственного заряда, т. е. для режима насыщения, будем иметь:

$$U(x) = U_a \frac{x}{d}, \quad E = \frac{U_a}{d}, \quad a = \frac{eE}{m} = \frac{eU(x)}{mx},$$

где  $a$  — ускорение электрона и  $U(x)$  — потенциал на расстоянии  $x$  от катода.

Время пролета электрона от катода до точки  $x$  равно

$$\tau_x = \sqrt{\frac{2x}{a}} = \sqrt{\frac{2x^3 m}{eU(x)}}, \quad (39.32a)$$

или

$$\tau_x = 3,37 \cdot 10^{-8} \frac{x}{\sqrt{U(x)}} [\text{сек}],$$

и время пролета до анода будет

$$\tau_a = \sqrt{\frac{2d}{a}} = 3,37 \cdot 10^{-8} \frac{d}{\sqrt{U_a}} [\text{сек}]. \quad (39.32b)$$

Если пространственный заряд не мал, то (см. § 9)

$$U(x) = U_a \left(\frac{x}{d}\right)^{2/3}$$

и скорость электрона в точке  $x$  равна

$$v(x) = \sqrt{2\eta U(x)} = \sqrt{2\eta U_a} \left(\frac{x}{d}\right)^{1/3}.$$

Время пролета до точки  $x$  будет

$$\begin{aligned} \tau_x &= \int_0^x \frac{dx}{v(x)} = \int_0^x \frac{dx}{\sqrt{2\eta U_a} \left(\frac{x}{d}\right)^{1/3}} = \frac{3d^{2/3} x^{1/3}}{\sqrt{2\eta U_a}} = \\ &= 5,1 \cdot 10^{-8} \frac{d^{2/3} x^{1/3}}{\sqrt{U_a}} [\text{сек}]. \end{aligned} \quad (39.33a)$$

Время пролета до анода равно

$$\tau_a = 5,1 \cdot 10^{-8} \frac{d}{\sqrt{U_a}} \{\text{сек}\}. \quad (39.336)$$

Эти формулы показывают, что при обычных для диодов напряжениях и междуэлектродных расстояниях время пролета до анода измеряется долями микросекунды. Значит, явления, связанные с временем пролета электронов, не должны сказываться вплоть до очень высоких частот. Это верно и для триодов и многоэлектродных ламп.

В настоящей главе мы не будем заниматься свойствами ламп на частотах, при которых времена пролета электронов уже сказываются. Эти свойства рассмотрены в следующей главе.

**7. Применение диодов. Примеры конструкций.** Большинство диодов, изготавливаемых промышленностью, принадлежат к следующим трем группам: выпрямительные диоды, или кенотроны, для питания приемно-усилительных ламп, высоковольтные кенотроны и детекторные диоды. В измерительной технике применяют шумовые диоды, о которых будет сказано ниже (§ 46).

На рис. 337а и 337б приведены два примера конструкции кенотронов; двуханодный кенотрон (рис. 337а) удобен для применения в распространенной радиотехнической схеме двухполупериодного выпрямления. На рисунке хорошо видно, что форма катода не позволяет применить к этому диоду формулы расчета плоского диода, хотя анод плоский. Аналогично к высоковольтному кенотрону с цилиндрическим анодом (рис. 337б) из-за петлеобразной формы катода нельзя применить формулу цилиндрического диода. Как было показано в § 9, для диода любой формы, а значит, и для диодов, изображенных на рис. 337а и 337б, справедлив с теми же оговорками, как и для плоского и цилиндрического диодов, закон трех вторых:

$$I_a = K U_a^{2/3}, \quad (39.34)$$

откуда

$$S = \frac{3}{2} K U_a^{1/2} = \frac{3}{2} K^{2/3} I_a^{1/2} = a I_a^{1/2}. \quad (39.35)$$

Методы приближенного расчета коэффициента  $K$  для реальных диодов см. [Л.5.1; Л.5.2] и особенно [Л.5.10].

Как известно из теории выпрямительных устройств, в течение непроводящего полупериода на кенотрон подается так называемое обратное напряжение  $U_{обр}$ , которое может превосходить в отдельные моменты амплитуду выпрямляемого напряжения. Под действием  $U_{обр}$  через кенотрон течет слабый обратный ток. Если  $U_{обр}$  очень велико, то может возникнуть пробой и через кенотрон пройдет сильный обратный ток, что обычно ведет к аварии. Поэтому наибольшее



обратное напряжение  $[U_{обр}]_{max}$ , при котором еще нет угрозы пробоя, является параметром кенотрона. Для правильно изготовленного кенотрона  $[U_{обр}]_{max}$  определяется конструкцией. Вводы кенотрона 5Ц3С (рис. 337а) проходят близко один к другому через стеклянную ножку «гребешкового» типа, и поэтому для него  $[U_{обр}]_{max}$  невелико (1700 в). В кенотроне В-27/0,8 вводы катода и анода сделаны в разные стороны баллона, и для него  $[U_{обр}]_{max}$  равно 27 000 в. Приемом разнесения вводов пользуются всегда, когда нужно увеличить пробивную прочность лампы.

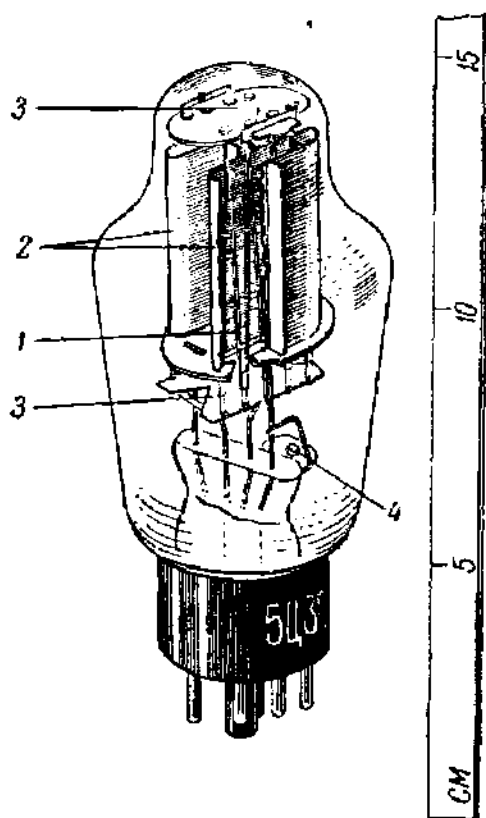


Рис. 337а. Двуханодный кенотрон для питания приемно-усилительных ламп 5Ц3С.

1 — W-образный катод; 2 — аноды; 3 — детали крепления; 4 — газопоглотитель (getter).

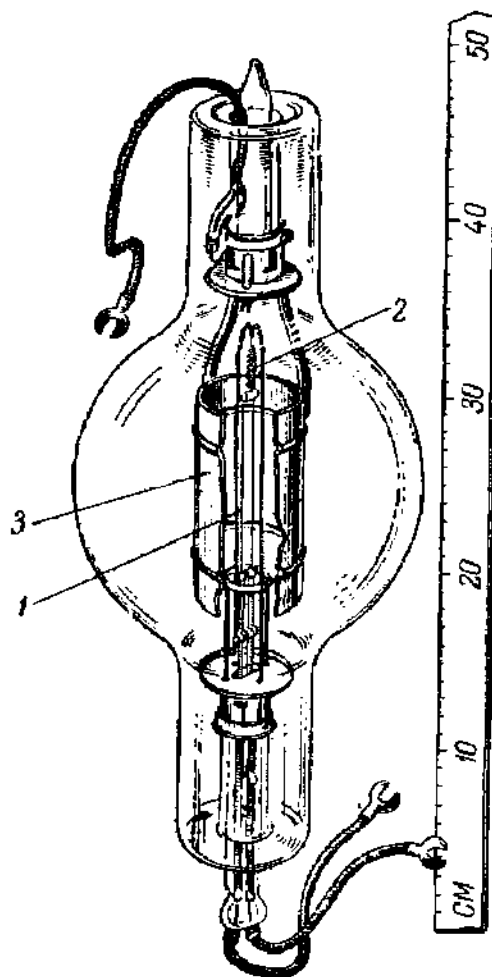


Рис. 337б. Высоковольтный кенотрон В-27/0,8.

1 — катод; 2 — пружинка для натяжения катода; 3 — анод.

Другим моментом, который приходится принимать во внимание при конструировании кенотрона, является нагревание анода. Наибольшая рассеиваемая мощность при естественном охлаждении через излучение для Мо составляет  $4 \div 6 \text{ вт/см}^2$ , для Та равна  $8 \div 9 \text{ вт/см}^2$ . Площадь анода должна быть настолько большой, чтобы при наибольшем расстоянии не была превышена предельная нагрузка.

Для детекторных диодов, работающих при малых анодных токах и напряжениях, отпадают трудности, связанные с перегревом анода и обратным напряжением. Задача сводится к получению в режиме, далеком от насыщения, анодного тока достаточной величины при небольшом (порядка нескольких вольт) анодном напряжении. На практике эти требования выполняются без особого труда в диоде с небольшим расстоянием между электродами. Вся электродная система оказывается небольшой по размеру, и это позволяет объединять в одном баллоне два диода, как это показано на рис. 338, или диод с триодом или пентодом (см. ниже рис. 363).

Систему обозначения диодов и других электронных ламп, соответствующую принятому в СССР стандарту (ГОСТ 5461-56), см. в § VI.

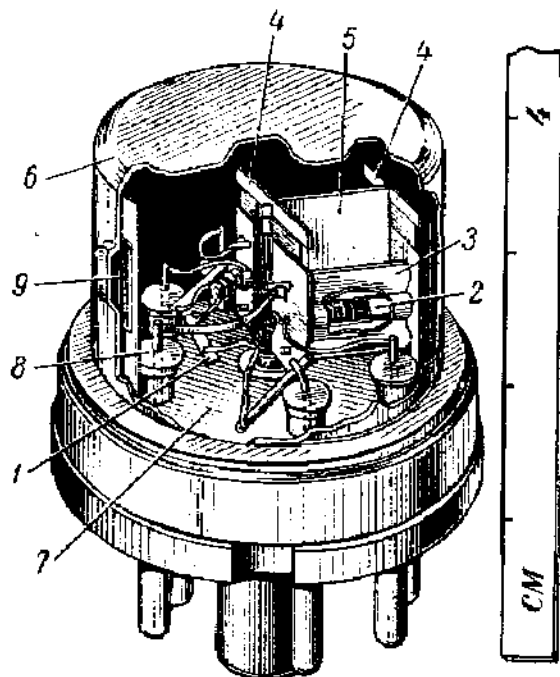


Рис. 338. Детекторный двойной диод  $6 \times 6$ .

1 — подогревные элементы; 2 — катод; 3 — анод; 4 — слюдяные держатели; 5 — металлический экран, скрепленный с дном лампы; 6 — металлический баллон; 7 — дно лампы; 8 — стеклянные бусинки, изолирующие вводы; 9 — геттер. Второй диод расположен симметрично первому за экраном 5.

#### § 40. Электростатическое поле и полный ток в триоде

Триодом называется электронная лампа, имеющая три электрода: катод, анод и (расположенную почти всегда между ними) сетку.

Вообще говоря, электронный поток, текущий в пространстве катод — сетка, может распределяться в дальнейшем между сеткой и анодом, хотя в применяемых на практике схемах сеточный ток часто бывает очень мал. Таким образом, теория триода естественно распадается на две части: вычисление полного тока, текущего с поверхности катода, и нахождение распределения тока между анодом и сеткой. Для решения первой из этих задач нужно сначала найти электростатическое поле в отсутствие пространственного заряда.

1. Электростатическое поле триода. В современных триодах и многосеточных лампах применяются сетки весьма различных конструкций, некоторые из них показаны на схематическом рис. 339. Конструкции сеток и их положение в триоде видны также на приведенных ниже рис. 363, 364, 383 и др. Сетки отличаются друг от друга структурой ячеек, формой поверхности, на которой расположены проволоки сетки (плоскость — рис. 339, *a* и *в*; круглый цилиндр — рис. 339, *б* и *д*, эллиптический цилиндр, параллелепипед и др.), и коэффициентом заполнения — числом, показывающим, какую долю

всей поверхности сетки или ее части занимают проволоки сетки. Если на части поверхности сетки площадью  $Q'$  см<sup>2</sup> проволоками, т. е. металлом, занято  $Q'_{\text{мет}}$  см<sup>2</sup>, то коэффициент заполнения в этом месте сетки

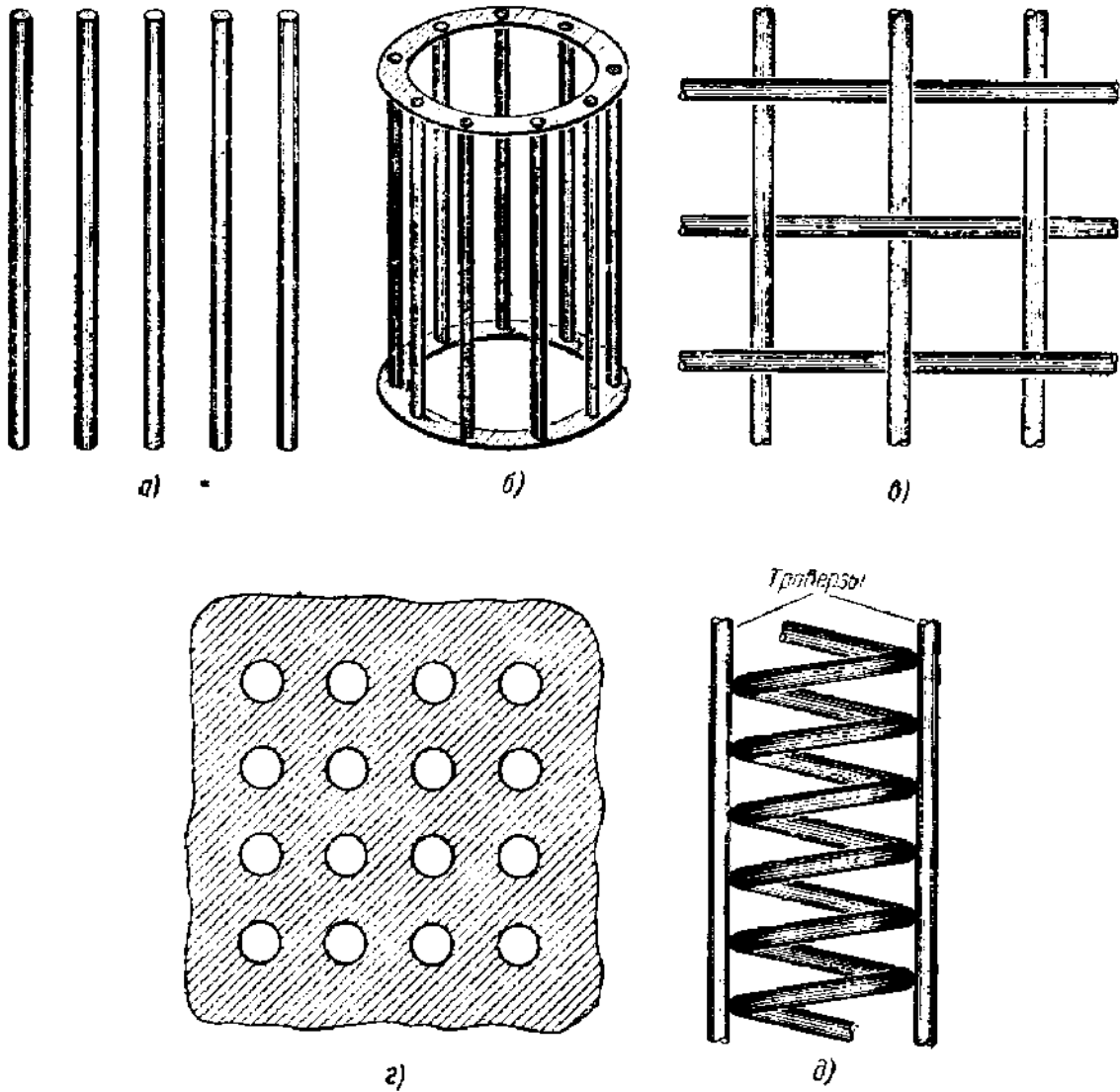


Рис. 339. Примеры конструкции сеток.

*а* — «эквидистантная» плоская сетка; *б* — «эквидистантная» цилиндрическая сетка («белые колеса»); *в* — плоская сетка с квадратными ячейками; *г* — сетка с круглыми отверстиями; *д* — спиральная сетка с двумя траверзами.

$m = \frac{Q'_{\text{мет}}}{Q'}$ . Для сетки однородной структуры коэффициент заполнения повсюду одинаков и равен среднему коэффициенту заполнения

$$m_{\text{ср}} = \frac{Q_{\text{мет}}}{Q},$$

где  $Q$  — поверхность (геометрическая) сетки и  $Q_{\text{мет}}$  — часть ее, заполненная проволоками. Траверзы (стержни, придающие сетке необходимую конструктивную жесткость) нарушают однородность струк-

туры сетки, и для тех участков, где они проходят, коэффициент заполнения  $m$  больше.

Строгий расчет электростатического поля в триоде из-за сложности конструкции сеток почти всегда невозможен. Только в самых простых случаях, а именно для триодов с плоскими или цилиндрическими сетками, образованными равноотстоящими проволоками (рис. 339, *a* и *b*), можно точно рассчитать электростатическое поле. Такие сетки редко применяются, однако расчеты их полей очень полезны. Полученные формулы удается видоизменить, так что они оказываются с достаточной для практики точностью пригодными для сеток любой структуры.

Сделаем прежде всего несколько замечаний, относящихся к триодам всех конструкций. Поле триода обычно можно с большой степенью точности считать двухмерным, и следовательно, его можно изучить методом электролитической ванны или найти с помощью расчета (§ 4).

На рис. 340 показаны эквипотенциальные линии триода с сеткой, образованной равноотстоящими проволоками, причем (в дальнейшем

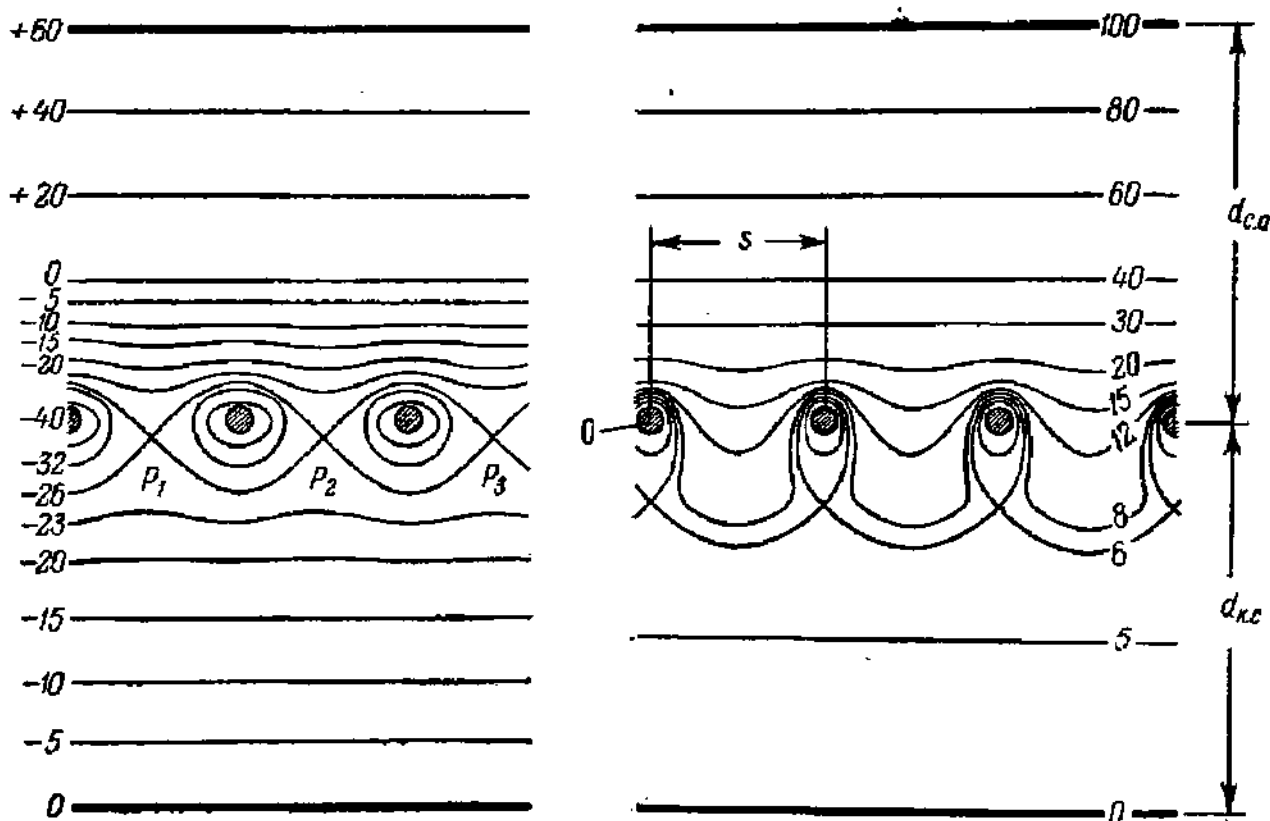


Рис. 340. Поле в плоском триоде  $d_{к.с} > s$  и  $d_{а.с} > s$ .

такие сетки мы будем называть эквидистантными; рис. 339, *a* и *b*) расстояние между проволоками  $s$  много меньше расстояния от сетки до катода  $d_{к.с}$  и до анода  $d_{а.с}$ . Как видно, вдали от сетки и по обе стороны от нее поле очень близко к однородному, но однородность

резко нарушается вблизи проволок сетки. Протяженность «ближней области поля», где поле существенно неоднородно, зависит от строения ячеек сетки: чем меньше размер ячеек и чем тоньше проволока сетки, тем меньше размеры «ближней области». Легко себе представить, что то же самое будет верно для сеток с любой формой ячеек.

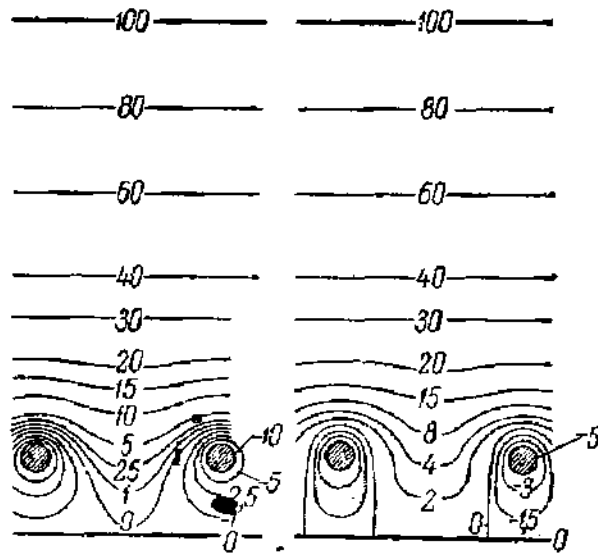


Рис. 341. Поле в плоском триоде при  $d_{к.с} \approx s$ .

Надо сказать, что в реальных лампах по обе стороны от сетки существуют области однородного поля не всегда и не во всех режимах. Если, как это нередко бывает в современных лампах, поперечные размеры ячеек близки по величине к расстоянию сетка — катод, то поле у катода может быть очень неоднородным, например, в плоском триоде, поле которого для двух режимов изображено на рис. 341. Этот случай будет рассмотрен отдельно, но в настоящем параграфе мы будем считать, что по обе стороны от сетки на достаточно большом от нее расстоянии существуют «дальние» области однородного поля.

2. Эффективный потенциал и проницаемость триода. Пусть катод и анод находятся в области однородного поля триода. Рассмотрим систему электродов, отличающуюся от триода только тем, что в ней сетка заменена сплошным электродом (рис. 342, б), и пусть

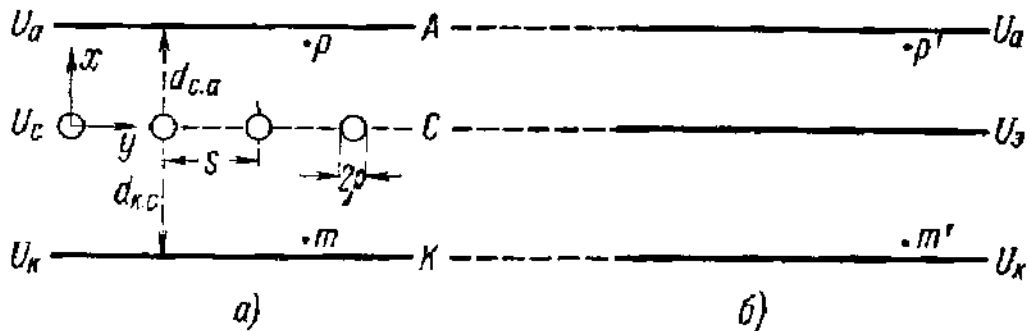


Рис. 342. К выводу выражения для действующего напряжения в триоде.

потенциалы крайних электродов этой системы равны потенциалам тех же электродов триода. Если поле в соответствующих областях системы сплошных электродов такое же, как в «дальних областях» триода, то такую систему мы будем называть эквивалентной системой плоских электродов, а часть ее, ограниченную катодом и сплошным

электродом, поставленным на место сетки триода, — эквивалентным диодом. В эквивалентной системе электрод, заменивший сетку, должен быть, очевидно, заряжен до потенциала  $U_э$ , не равного потенциалу сетки  $U_с$ ;  $U_э$  называется эффективным или действующим потенциалом в плоскости сетки. Если эффективный потенциал  $U_э$  известен, то полный ток (ток с поверхности катода) в плоском триоде в режиме пространственного заряда можно вычислить по формуле

$$I_k = 2,33 \cdot 10^{-6} Q \frac{(U_э - U_k)^{3/2}}{d_{к.с}^2} [a],$$

или если потенциал катода  $U_k = 0$ , то

$$I_k = 2,33 \cdot 10^{-6} Q \frac{U_э^{3/2}}{d_{к.с}^2} [a]. \quad (40.1)$$

Таким образом, вычислением эффективного потенциала решается первая из поставленных выше задач теории триода, а именно задача об определении полного тока в триоде.

Ниже эффективный потенциал вычислен только для плоского триода с эквидистантной сеткой при условии, что (рис. 342)

$$\rho \ll s, \quad s \ll d_{к.с}, \quad s \ll d_{с.а},$$

т. е. проволоки сетки очень тонкие, а катод и анод лежат в «дальних областях» поля сетки. Математически этот случай наиболее прост.

Воспользуемся выражением для потенциала поля бесконечной плоской эквидистантной решетки (§ V), которое можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} U_{\text{реш}} &= -q \ln \left\{ \frac{1}{2} e^{\frac{2\pi x}{s}} + \frac{1}{2} e^{-\frac{2\pi x}{s}} - \cos \left( \frac{2\pi}{s} y \right) \right\} + M' = \\ &= -q \ln \left\{ e^{\frac{4\pi x}{s}} + 1 - 2e^{\frac{2\pi x}{s}} \cos \left( \frac{2\pi}{s} y \right) \right\} + q \frac{2\pi}{s} x + M. \end{aligned} \quad (40.2)$$

Направление осей такое же, как на рис. 342,  $q$  — заряд на единицу длины проволоки и  $M$ ,  $M'$  — постоянные, причём  $M' = M + q \ln \frac{1}{2}$ . Формула (40.2) показывает, что поле решетки можно рассматривать как наложение однородного и пространственно-периодического полей, причем последнее быстро убывает по мере удаления от плоскости решетки и вдали от нее; при  $x \gg s$

$$e^{\frac{4\pi x}{s}} \gg 1 - 2e^{\frac{2\pi x}{s}} \cos \left( \frac{2\pi y}{s} \right),$$

так что

$$U_{\text{реш}} = U_{\text{дальн}} = -q \ln \left\{ e^{\frac{4\pi x}{s}} \right\} + q \frac{2\pi x}{s} + M = -\frac{2\pi q}{s} x + M,$$

т. е. в дальней зоне поле решетки, таким образом, однородно и совпадает с полем бесконечной плоскости, заряженной равномерно с поверхностной плотностью  $\sigma = q/s$ . Иными словами, в далекой зоне поле таково, как если бы заряд проволоки решетки был равномерно «размазан» по всей ее поверхности. Это позволяет заключить, что тот же результат получится для однородной по заполнению решетки с любым строением ячеек.

Поле решетки плоское, и его можно изобразить системой эквипотенциальных линий в плоскости  $xu$ , как это сделано ниже на рис. XXI (§ V). Как видно из рисунка, вдали от плоскости решетки эквипотенциальные поверхности делаются плоскими. Поле, очевидно, не изменяется, если любую из эквипотенциальных поверхностей заменить тонким листом металла, заряженным до потенциала этой поверхности. «Металлизируя» две эквипотенциальные поверхности, лежащие по обе стороны от решетки в «далеких областях» поля, мы получаем модель плоского триода.

В триоде потенциалы анода и катода задаются подключенными к ним внешними источниками напряжения и на поле решетки накладывается однородное поле добавочных зарядов катода и анода, изменяющее линейную составляющую потенциала. Поле триода, следовательно, также можно представить как результат наложения пространственно-периодического поля решетки и однородного поля, т. е. той же формулой (40.2), но с другими значениями постоянных, и записать ее в следующем виде:

$$U_{\text{тр}} = U = -A \left\{ e^{\frac{4\pi}{s}x} + 1 - 2 \cos \left( \frac{2\pi}{s}y \right) \right\} - B \frac{4\pi x}{s} + C. \quad (40.3)$$

В (40.3) постоянные  $A$ ,  $B$ ,  $C$  можно определить из граничных условий на катоде, сетке и аноде.

Катод:  $U = U_k$ ,  $x = -d_{k,c}$ , причем  $d_{k,c} \gg s$ ; из (40.3) получим:

$$U_k = B \frac{4\pi d_{k,c}}{s} + C. \quad (40.4)$$

Анод:  $U = U_a$ ,  $x = d_{c,a}$ , причем  $d_{c,a} \gg s$ ; формула (40.3) дает:

$$U_a = - (A + B) \frac{4\pi d_{c,a}}{s} + C. \quad (40.5)$$

Сетка в точке  $x = 0$ ,  $y = p$ :  $U = U_c$ . Из (40.3) следует:

$$U_c = -A \ln \left\{ 2 - 2 \cos \left( \frac{2\pi p}{s} \right) \right\} + C = -A \ln \left\{ 4 \sin^2 \left( \frac{\pi p}{s} \right) \right\} + C,$$

или

$$U_c = 4\pi \frac{\gamma}{s} A + C,$$

где

$$\gamma = -\frac{s}{2\pi} \ln \left\{ 2 \sin^2 \left( \frac{\pi p}{s} \right) \right\} \approx \frac{s}{2\pi} \ln \left( \frac{s}{2\pi p} \right). \quad (40.6)$$

Из (40.4), (40.5) и (40.6) для  $A$ ,  $B$  и  $C$  получаем:

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{s}{4\pi} \frac{-U_k \frac{1}{d_{к.с}} + U_c \left( \frac{1}{d_{к.с}} + \frac{1}{d_{с.а}} \right) - U_a \frac{1}{d_{с.а}}}{1 + \frac{\gamma}{d_{к.с}} + \frac{\gamma}{d_{с.а}}}, \\ B &= \frac{s}{4\pi d_{к.с}} \frac{-U_k \left( 1 + \frac{\gamma}{d_{с.а}} \right) + U_c + U_a \frac{\gamma}{d_{с.а}}}{1 + \frac{\gamma}{d_{к.с}} + \frac{\gamma}{d_{с.а}}}, \\ C &= \frac{U_k \frac{\gamma}{d_{к.с}} + U_c + U_a \frac{\gamma}{d_{с.а}}}{1 + \frac{\gamma}{d_{к.с}} + \frac{\gamma}{d_{с.а}}}. \end{aligned} \right\} \quad (40.7)$$

Теперь нетрудно найти эффективный потенциал  $U_3$ . Потребуем, чтобы потенциалы в точках  $m$  триода и  $m'$  эквивалентной системы (рис. 342), лежащих на одинаковых расстояниях от катода, были одинаковы. Для потенциала в точке  $m'$  можно написать:

$$\frac{U_k - U_3}{-d_{к.с}} = \frac{U_{m'} - U_3}{x},$$

откуда

$$U_{m'} = U_3 + \frac{x}{d_{к.с}} (U_3 - U_k). \quad (40.8)$$

В точке  $m$  триода, лежащей в «дальней области», потенциал равен

$$U_m = -\frac{4\pi}{s} Bx + C. \quad (40.9)$$

Подставляя в (40.9) значения  $B$  и  $C$  из (40.7) и приравнявая друг другу  $U_m$  и  $U_{m'}$ , получим:

$$U_3 = \frac{U_k \frac{\gamma}{d_{к.с}} + U_c + U_a \frac{\gamma}{d_{с.а}}}{1 + \frac{\gamma}{d_{к.с}} + \frac{\gamma}{d_{с.а}}}. \quad (40.10)$$

Поле в эквивалентной системе, в которой потенциал среднего электрода определяется формулой (40.10), равно полю триода в «дальней области» и по другую сторону сетки. Это легко увидеть, приравнявая друг другу потенциалы в точке  $p$  триода и в точке  $p'$  эквивалентной системы (рис. 342), совершенно так же, как это было сделано для точек  $m$  и  $m'$ . В результате для  $U_3$  получится опять выражение (40.10). Поле эквивалентной системы совпадает с полем триода в «дальних областях» по обе стороны от сетки, а потенциал поля эквивалентной системы совпадает повсюду с линейной составляющей потенциала поля триода.



Введем обозначения:

$$\left. \begin{aligned} D_{к.с} = D' &= \frac{\gamma}{d_{к.с}} \approx \frac{s}{4\pi d_{к.с}} \ln \frac{s}{2\pi\rho}, \\ D_{а.с} = D &= \frac{\gamma}{d_{с.а}} \approx \frac{s}{4\pi d_{с.а}} \ln \frac{s}{2\pi\rho} \end{aligned} \right\} \quad (40.11a)$$

и назовем  $D$  проницаемостью сетки для анода на катод или просто проницаемостью, а  $D'$  — проницаемостью сетки для катода на анод или обратной проницаемостью\*).

Обозначая число проволок на единицу длины сетки через  $n$ , можно формулу (40.11a) записать в виде

$$\left. \begin{aligned} D' &= \frac{1}{2\pi n d_{к.с}} \ln \frac{1}{2\rho n \pi}, \\ D &= \frac{1}{2\pi n d_{с.а}} \ln \frac{1}{2\rho n \pi}, \end{aligned} \right\} \quad (40.11b)$$

так как  $s = \frac{1}{n}$ . Формула (40.2) для потенциала поля решетки была впервые получена Максвеллом и применена для расчета поля триода В. Шоттки. Поэтому формулы (40.11) для проницаемостей триода уместно называть формулами Максвелла — Шоттки.

Из (40.11) следует:

$$D' = D \frac{d_{с.а}}{d_{к.с}}, \quad (40.12)$$

и формуле (40.10) можно придать вид

$$U_s = \frac{(U_k \frac{d_{с.а}}{d_{к.с}} + U_a) D + U_c}{1 + D \left(1 + \frac{d_{с.а}}{d_{к.с}}\right)}. \quad (40.13)$$

Формула (40.10), выведенная выше для триода с эквидистантной сеткой с небольшим коэффициентом заполнения, остается верной и для любых плоских триодов с однородными по заполнению сетками, но формулы (40.11) для сеток с большим коэффициентом заполнения непригодны.

Если положить потенциал катода  $U_k = 0$ , то  $U_c$ ,  $U_s$  и  $U_a$  будут иметь смысл напряжений соответствующих электродов относительно катода. В этом случае формула (40.10) примет вид

$$U_s = \frac{U_c + D U_a}{1 + D \left(1 + \frac{d_{с.а}}{d_{к.с}}\right)}. \quad (40.14a)$$

\* В теории триода мы будем пользоваться обозначениями  $D$  и  $D'$ . Обозначения  $D_{к.с}$  и  $D_{а.с}$  с двойными индексами удобны в теории многосеточных ламп, где они и будут применяться (§ 44).

Если  $D \ll 1$ , что справедливо для сеток с большим коэффициентом заполнения, то приближенно

$$U_s \approx U_c + DU_a. \quad (40.14б)$$

В формулах (40.14а) и (40.14б)  $U_c$  и  $U_a$  — истинные напряжения сетки и анода с учетом контактной разности потенциалов. Если обозначить напряжение, поданное на сетку и анод от внешних источников через  $U_{с.б}$  и  $U_{а.б}$  и контактные разности потенциалов сетка — катод и анод — катод через  $U_{кн(с.к)}$  и  $U_{кн(а.к)}$ , то формулу (40.14б) следует записать в виде

$$U_s = \frac{U_{с.б} + U_{кн(с.к)} + D(U_{а.б} + U_{кн(а.к)})}{1 + D \left(1 + \frac{d_{с.а}}{d_{с.к}}\right)} \approx \frac{U_{с.б} + U_{кн(с.к)} + DU_{а.б}}{1 + D \left(1 + \frac{d_{с.а}}{d_{с.к}}\right)}, \quad (40.14в)$$

так как большей частью  $U_{а.б} \gg U_{кн(а.к)}$ .

Эквивалентная система электродов для круглого цилиндрического триода получится, если сетку заменить сплошным цилиндром, потенциал которого определяется опять формулой (40.13), где проницаемости

$$\left. \begin{aligned} D' &= \frac{1}{N} \frac{\ln \frac{r_c}{N\rho}}{\ln \frac{r_c}{r_k}}, \\ D &= \frac{1}{N} \frac{\ln \frac{r_c}{N\rho}}{\ln \frac{r_a}{r_c}}; \end{aligned} \right\} \quad (40.15)$$

здесь  $N$  — полное число проволок эквидистантной сетки и  $r_a, r_c, r_k, \rho$  — соответственно радиусы анода, сетки, катода и проволок сетки. На выводе формулы (40.15) мы останавливаться не будем\*).

Как и в случае плоского триода, можно исключить обратную проницаемость  $D'$  из формулы эффективного потенциала для цилиндрического триода. Для  $U_k = 0$  формула будет иметь вид

$$U_s = \frac{U_c + DU_a}{1 + D \left[1 + \frac{\ln(r_a/r_c)}{\ln(r_c/r_k)}\right]}. \quad (40.16)$$

**3. Вычисление проницаемостей для триодов с сетками разных конструкций.** Выражения, выведенные для проницаемостей эквидистантных сеток, можно распространить на сетки с другими формами ячеек, используя понятие коэффициента заполнения сетки

\*) Подробное изложение вопроса о вычислении проницаемостей сеток различного заполнения и различной формы, а также сводку формул и оценку пределов их применимости см. [Л.5.3; Л.5.9; Л.5.10; Л.5.12].

и активной длины проводов сетки. Коэффициентом заполнения сетки, как уже было сказано выше, называется относительная площадь, занятая проволоками сетки на ее поверхности. Коэффициент заполнения эквидистантных сеток равен:

$$\begin{aligned} \text{для плоской } m &= \frac{2\rho}{s} = 2\rho n, \\ \text{для цилиндрической } m &= \frac{2\rho N}{2\pi r_c} = \frac{\rho N}{\pi r_c}. \end{aligned}$$

Активной длиной проволок сетки будем называть их общую длину, приходящуюся на  $1 \text{ см}^2$  плоской сетки или на единицу длины триода (в направлении оси) для цилиндрической сетки. Для эквидистантных сеток активная длина проводов  $L$  равна:

$$\begin{aligned} \text{для плоской } L &= n, \\ \text{для цилиндрической } L &= N. \end{aligned}$$

В новых обозначениях формулы Максвелла — Шоттки примут вид:

$$\text{для плоской сетки } D = \frac{1}{2\pi d_{c.a} L} \ln \left( \frac{1}{\pi m} \right), \quad (40.17a)$$

$$\text{для цилиндрической сетки } D = \frac{1}{L} \frac{\ln \frac{1}{\pi m}}{\ln \frac{r_a}{r_c}}. \quad (40.17b)$$

Для всякой сетки, собранной из проволок или узких металлических полосок, нетрудно найти  $L$  и  $m$ . Например, для цилиндрической сетки с квадратными ячейками (см. рис. 339, в) с учетом перекрытия проволок

$$L = \frac{4\pi r_c}{s} \left( 1 - \frac{\rho}{s} \right), \quad m = \frac{4\rho}{s} \left( 1 - \frac{\rho}{s} \right).$$

Нахождение  $L$  и  $m$  для сеток другой конструкции, в том числе и для сеток с траверсами, которые также следует учитывать при расчете  $L$  и  $m$ , — всегда простая геометрическая задача.

Опыт показывает, что применение формул (40.17) для  $D$  или таким же образом преобразованных формул для  $D'$  при расчетах сеток с любой формой ячеек, а также исходных формул 40.11a и 40.11b дает пригодные для практики результаты, но только если  $m \leq 0,1$ .

Существует ряд формул для расчета проницаемостей и более густых сеток. Из них мы приведем только формулы Воджеса и Элдера, пригодные до  $m = 0,16$ :

$$D = \frac{\ln [\operatorname{cth} (\pi m)]}{\frac{2\pi d_{c.a}}{s} - \ln [\operatorname{ch} (\pi m)]} \quad (\text{плоские сетки}), \quad (40.18)$$

$$D = \frac{\ln [\operatorname{cth} (\pi m)]}{N \ln \frac{r_a}{r_c} - \ln [\operatorname{ch} (\pi m)]} \quad (\text{цилиндрические сетки}), \quad (40.19)$$

где  $N = 2\pi r_c/s$  — полное число проволок эквидистантной круглой сетки, заменяемое для сеток других конструкций активной длиной проволок.

**4. О возможности сведения триода к системе сплошных электродов. Островная эмиссия.** Вопрос о возможности сведения триода к системе сплошных электродов был исследован В. С. Лукошковым. Остановимся коротко на некоторых его результатах.

К системе двух последовательно включенных диодов сводятся; во-первых, триоды с электродами плоскопараллельными, цилиндрическими кругового сечения и сферическими и сеткой, однородной по заполнению, и, во-вторых, триоды с электродами иной формы в тех случаях, когда коэффициент заполнения сетки изменяется по ее поверхности по определенному закону, соответствующему форме электродов. Закон изменения заполнения сетки был найден В. С. Лукошковым, например, для триода с электродами в виде эллиптических цилиндров, и оказалось, что заполнение сетки должно быть больше в тех местах, где больше кривизна поверхности.

Существуют, однако, три обстоятельства, ставящих под сомнение сводимость реального триода к системе сплошных электродов, или если говорить только о пространстве катод — сетка, для которого этот вопрос особенно важен, о сводимости триода к диоду: это отклонение формы электродов от плоской или цилиндрической, наличие траверз и близость сетки к катоду. В местах нахождения траверз заполнение сетки больше, и этим местам следует приписать меньшую проницаемость, а значит, и другое значение  $U_3$ . Если сетка не плоская и не цилиндрическая, то  $d_{к.с}$  и  $d_{с.а}$  неодинаковы в разных ее местах, а отсюда следует, что различными в этих местах будут проницаемость и  $U_3$ .

Таким образом, заменяя сетку сплошным электродом, мы должны были бы приписать ему потенциал, изменяющийся, строго говоря, непрерывно вдоль поверхности, или в качестве приближения разделить триод на несколько параллельных триодов, из которых каждый сводим к диоду, но имеет свою проницаемость и свой действующий потенциал. На практике достаточно точные результаты дает разделение триода на три-шесть параллельных триодов [Л. 5.27]. Очевидно, полный ток в триоде, не сводимом к одному диоду, даст отклонение от закона трех вторых.

Разделение триода на несколько параллельно соединенных триодов усложняет расчеты. Для часто встречающихся форм электродов поэтому были предложены эмпирические формулы, позволяющие найти проницаемость сетки сложной формулы, исходя из формул для плоской и цилиндрической сеток [Л.5.3; Л.5.10]. Строго говоря, и в триоде с цилиндрической или плоской сеткой однородной структуры из проволок конечной толщины, но с ячейками конечных размеров поле на катоде не будет вполне однородным, и при накаленном катоде глубины и положения потенциального минимума будут

неодинаковы в разных местах катода. В отличие от неоднородностей, распространяющихся на большие участки сетки и покрывающих много ячеек, здесь мы имеем дело с неоднородностями, заметными в пределах одной ячейки. При  $U_c < 0$ , например, потенциал непосредственно под проволоками сетки будет наименьший, под серединой отверстия — самый высокий. Влияние неоднородностей обоого рода на анодный ток можно назвать сеточным эффектом. Сеточный эффект в любых триодах обуславливает более или менее ясно выраженную неодинаковость плотности тока  $I_k$ , текущего с поверхности катода в междуэлектродное пространство.

Рассмотрим теперь триод с сеткой, близкой к катоду ( $d_{к.с} \lesssim s$ , рис. 341) и изготовленной из толстых проволок. В таком триоде поле у катода сильно неоднородно не только вблизи запирающего тока, но и на рабочем участке характеристики. При  $U_c < 0$  для значительной части характеристики на участках катода, лежащих под проволоками, установится режим начальных токов, в то время как под отверстиями будет существовать режим пространственного заряда и в центре даже, может быть, режим насыщения. По опытным данным в триодах, для которых  $d_{к.с} \lesssim s/2$  (по другим данным, если  $d_{к.с} \lesssim s$ ), описанная выше картина распределения тока катода  $I_k$  всегда возникает в рабочих режимах. Такое действие сетки, когда на катоде в пределах каждой ячейки есть участки катода, практически не участвующие в создании тока  $I_k$ , мы назовем островным эффектом. Как известно, в случае оксидного катода активирование до некоторой степени поддерживается электролитически в процессе отбора анодного тока с оксида (§ 18). Поэтому во время работы лампы на катоде могут образоваться островки с различной работой выхода, и тогда можно говорить об островной эмиссии.

Легко понять, что при наличии островного эффекта ток  $I_k$  будет иметь величину меньшую, чем ток с однородного катода такой же площади. Но с увеличением  $U_c$  ток должен возрастать быстрее, чем по закону трех вторых, так как площадь островков, находящихся в режиме начальных токов, уменьшается с ростом  $U_c$ .

Очевидно, что островной эффект приводит к отступлению от закона трех вторых. Стретт сделал попытку вычислить ток  $I_k$ , задавшись приближенным, удобным для расчета распределением потенциала в плоскости сетки и полагая, что к каждому из элементарных диодов, на которые можно разделить пространство сетка — катод плоскостями, перпендикулярными к катоду, применим закон трех вторых [Л.5.12, § 4]. С помощью довольно простых расчетов он нашел, что  $I_k \sim U_c^{5/2}$ . Однако мы не будем приводить здесь расчетов Стретта, так как они основаны на неправильном предположении, как это указал В. С. Лукошков [Л.5.12, дополнения редактора к §§ 4 и 5]. Дело в том, что неоднородности поля сетки, которые пытается учесть Стретт, изменяются совсем по другому закону, чем поле в диоде, и к элементарным диодам, на которые разделено простран-

ство сетка — катод, нельзя применять выражения, полученные для диодов. Удовлетворительного выражения для тока при наличии островного эффекта до сих пор получить не удалось.

Необходимо заметить, что в литературе термины «островной эффект» и «островная эмиссия» не всегда применяются так, как это было сделано выше. Например, Л. В. Шубин [Л.5.27, гл. 2, § 4] признаком отсутствия островного эффекта считает обращение поля на всем катоде в нуль одновременно при некотором значении  $U_c/U_a$ , признаком наличия островного эффекта — обращение поля в нуль на разных участках катода при различных значениях  $U_c/U_a$ . По этому вопросу см. [Л.2.1, § 19; Л.5.27, гл. 2].

**5. Проницаемости и междуэлектродные статические емкости.** Триод представляет собой систему трех изолированных проводников. Как известно из электростатики, заряды на каждом из проводников линейно зависят от их потенциалов и могут быть найдены из уравнений, которые для зарядов на катоде  $q_k$  и на аноде  $q_a$  имеют вид

$$\left. \begin{aligned} q_k &= C_{k,k} U_k + C_{k,c} (U_k - U_c) + C_{k,a} (U_k - U_a), \\ q_a &= C_{a,a} U_a + C_{a,k} (U_a - U_k) + C_{a,c} (U_a - U_c). \end{aligned} \right\} \quad (40.20)$$

Коэффициенты  $C_{k,k}$ ,  $C_{k,c}$ , ...,  $C_{a,c}$  называются частичными емкостями. Напомним коротко их смысл:  $C_{k,k}$  и  $C_{a,a}$  равны доле, вносимой соответственно катодом и анодом в общую емкость системы, если все три электрода соединить между собой, т. е. они численно равны зарядам на катоде и аноде, если все три электрода, соединенных вместе, заряжены до потенциала, равного единице;  $C_{k,c}$ ,  $C_{a,k} = C_{k,a}$  и  $C_{a,c}$  — это междуэлектродные статические емкости триода. Например, емкость между катодом и сеткой  $C_{k,c}$  численно равна заряду катода, если изолированная сетка заряжена до единичного потенциала, а  $U_k = U_a = 0$ . Аналогично определяются и междуэлектродные емкости  $C_{a,k}$  и  $C_{a,c}$ . Очевидно, что часть зарядов на электродах, связанных с существованием напряжения между электродами, зависит от емкостей  $C_{a,k}$ ,  $C_{k,c}$ ,  $C_{a,c}$ .

Так как заряд  $q$  на поверхности какого-либо проводника связан с напряженностью поля  $E$  на его поверхности соотношением

$$q = \sigma Q = Q \frac{E}{4\pi},$$

где  $\sigma$  — поверхностная плотность заряда и  $Q$  — поверхность проводника, то, применяя это соотношение к катоду, находящемуся в «дальней области» поля триода, получим:

$$\left. \begin{aligned} q_k &= \sigma_k Q = \frac{E_k}{4\pi} Q = \frac{Q}{4\pi} \frac{U_k - U_a}{d_{k,c}} = \frac{Q}{4\pi d_{k,c}} \left[ U_k - \right. \\ &\quad \left. - \frac{U_k D' + U_c + U_a D}{1 + D' + D} \right] = - \frac{Q}{4\pi d_{k,c}} \frac{U_c - U_k(1 + D) + U_a D}{1 + D' + D}, \\ q_a &= - \frac{Q}{4\pi d_{c,a}} \frac{U_c - U_a(1 + D') + U_k D'}{1 + D' + D}. \end{aligned} \right\} \quad (40.21)$$

Приравняем друг другу коэффициенты при  $U_c$  и  $U_a$  в обоих выражениях (40.20) и (40.21) для  $q_k$ , обозначив  $Q/4\pi d_{k.c}$  через  $C_1$ . Получим:

$$C_{k.c} = C_1 \frac{1}{1 + D' + D}, \quad C_{k.a} = C_1 \frac{D}{1 + D' + D},$$

откуда

$$D = \frac{C_{a.k}}{C_{c.k}}. \quad (40.22a)$$

Приравняем теперь коэффициенты при  $U_k$  и  $U_c$  в выражениях (40.20) и (40.21) для  $q_a$ , обозначив  $Q/4\pi d_{c.a}$  через  $C_{II}$ . Получим:

$$C_{k.a} = C_{II} \frac{D'}{1 + D' + D}, \quad C_{c.a} = C_{II} \frac{1}{1 + D' + D},$$

откуда

$$D' = \frac{C_{a.k}}{C_{a.c}}. \quad (40.22b)$$

**6. Об экспериментальном определении проницаемостей.** Для определения по формулам (40.22) проницаемостей  $D$  и  $D'$  достаточно измерить междуэлектродные емкости, что, казалось бы, легко можно выполнить с помощью любого прибора для измерения малых емкостей. Однако при этом надо позаботиться, чтобы измерялись только емкости между активными частями электродов, т. е. такими, которые пересекаются электронным потоком, а не емкости между электродами вместе с емкостями вводов, так как последние относительно совсем не малы. Нужно, следовательно, разрезать триод и извлечь из него электродную систему. Определение проницаемостей с помощью измерения междуэлектродных емкостей оказывается поэтому мало практичным. Понятно также, что для вычисления проницаемостей нельзя использовать значения междуэлектродных емкостей, приводимых в справочниках по электронным лампам.

Проницаемости нетрудно найти, если известно распределение потенциала в триоде, которое можно приближенно рассчитать или измерить с помощью электролитической ванны. Определяя по густоте эквипотенциальных линий в области однородного поля величину действующего напряжения  $U_s$  и зная  $U_c$ ,  $U_a$ ,  $d_{k.c}$ ,  $d_{c.a}$ , можно найти проницаемость триода из основной формулы

$$U_s = \frac{U_c + DU_a}{1 + D \left( 1 + \frac{d_{c.a}}{d_{k.c}} \right)}.$$

Определение проницаемостей по этому методу требует изготовления модели триода и поэтому также применяется редко. Ниже будет показано, что проницаемость триода проще всего находить из ламповых характеристик.

**7. Действующее напряжение при наличии пространственного заряда.** Формулы (40.13) и (40.14) были выведены для триода без пространственного заряда, который ниже для краткости мы будем

называть «холодным» триодом. Очевидно, что в триоде с накалившимся катодом («горячем триоде») пространственный заряд изменяет поле и в какой-то степени изменяет также  $U_3$ , если только вообще можно будет пользоваться и в этом случае понятием действующего напряжения. Точное решение задачи о вычислении  $U_3$  для горячего триода встречается с большими трудностями, и ниже дана только очень упрощенная теория для плоского триода.

В реальных триодах учет влияния пространственного заряда осложняется тем, что область неоднородного поля около сетки имеет значительную протяженность и часто приближается к катоду. Представим себе, что толщина проволок сетки и размеры ее ячеек одновременно уменьшаются, и притом так, что величина  $\gamma = \frac{s}{2\pi} \ln \frac{s}{2\pi r}$  остается постоянной. При этом в триоде величина действующего напряжения и постоянная составляющая поля не меняются, а область неоднородного поля около сетки сокращается. В пределе получается триод с сеткой из бесконечно тонких проволок и с бесконечно малыми ячейками, в котором область неоднородного поля совершенно отсутствует. Такую сетку, не изменяющую направления проходящих сквозь нее электронов, В. С. Лукошков назвал идеальной сеткой. В триоде с идеальной сеткой поле повсюду совпадает с полем системы двух последовательных эквивалентных диодов.

Формулу

$$U_3 = \frac{U_c + DU_a}{1 + D' + D}$$

после простых преобразований можно записать в виде

$$\frac{U_3}{d_{к.с}} - \frac{U_a - U_3}{d_{с.а}} = \frac{U_c - U_3}{\gamma}. \quad (40.23)$$

В формуле (40.23)  $\frac{U_3}{d_{к.с}} = E_1$  и  $\frac{U_a - U_3}{d_{с.а}} = E_2$  — напряженности поля соответственно в пространстве катод — сетка и в пространстве сетка — анод. Так как в триоде с идеальной сеткой поле повсюду вплоть до самой поверхности сетки однородно, то из теоремы Гаусса следует:

$$E_1 - E_2 = \frac{U_c - U_3}{\gamma} = 4\pi\sigma_c, \quad (40.24)$$

где  $\sigma_c$  — поверхностная плотность зарядов на сетке. Для горячего триода с идеальной сеткой, где, очевидно, поле на поверхности сетки останется повсюду одинаковым, можно также написать:

$$E_{1г} - E_{2г} = \frac{U_c - U_{3г}}{\gamma}, \quad (40.25)$$

где  $E_{1г}$ ,  $E_{2г}$  — соответственно напряженности поля у сетки со стороны катода и со стороны анода в горячем триоде, а  $U_{3г}$  — дей-



ствующее напряжение в нем же. Величины  $E_{1r}$  и  $E_{2r}$  отличаются от «холодных» напряженностей  $E_1$  и  $E_2$ , однако если  $U_a \gg U_c$  и пространственный заряд между сеткой и анодом мал, то можно считать в первом приближении, что  $E_{2r} = E_2$ . В этом случае

$$\begin{aligned} E_{1r} &= E_{2r} + U_c - U_3, \\ E_{1r} &= E_{2r} + U_c - U_{3,r}, \end{aligned}$$

отсюда

$$\frac{E_{1r}}{E_1} = \frac{E_{2r} + U_c - U_{3,r}}{E_{2r} + U_c - U_3} = \frac{DU_a + U_c - DU_3 - U_{3,r}}{DU_a + U_c - (1+D)U_3}, \quad (40.26)$$

так как  $E_{2r} = \frac{U_a - U_3}{d_{c.a}} \gamma = D(U_a - U_3)$ . Как будет видно из дальнейшего,  $E_{1r}/E_1$  — величина порядка единицы.

Решая (40.26) относительно  $U_{3,r}$ , получим:

$$U_{3,r} = \frac{DU_a + U_c}{1 + D' + D} \left( 1 + D' - \frac{E_{1r}}{E_1} D' \right). \quad (40.27)$$

Легко видеть, что если пренебречь малыми величинами, содержащими  $D'^2$  и  $D'D$  ( $D < 1$ ,  $D' < 1$ ), то

$$\frac{1 + D' - kD'}{1 + D' + D} \approx \frac{1}{1 + kD' + D}$$

и, следовательно,

$$U_{3,r} = \frac{U_c + DU_a}{1 + kD' + D}, \quad (40.28a)$$

где  $k = E_{1r}/E_1$  — отношение напряженностей поля на аноде диода, эквивалентного пространству катод — сетка триода в «горячем» и «холодном» состояниях. Точная формула, выведенная для триода с идеальной сеткой В. С. Лукошковым, имеет вид

$$U_{3,r} = \frac{U_c + k'DU_a}{1 + kD' + k'D}, \quad (40.28b)$$

где  $k' = E_{2r}/E_2$  — величина, вообще близкая к единице.

Не принимая во внимание начальных скоростей электронов, для напряженности на аноде «горячего» диода  $E_{a,r}$  можно написать ( $d$  — расстояние катод — анод):

$$E_{a,r} = [E]_{x=d} = \left[ \frac{dU}{dx} \right]_{x=d} = \frac{U_a}{\frac{3}{4}d},$$

так как в этом случае  $U = U_a(x/d)^{4/3}$ . В холодном диоде  $E_a = U_a/d$  и для диода

$$\frac{E_{a,r}}{E_a} = \frac{4}{3}.$$

Применяя этот вывод к прикатодному эквивалентному диоду триода с идеальной сеткой, получим:

$$U_{э.г} = \frac{U_c + DU_a}{1 + \frac{4}{3}D' + D} = \frac{U_c + DU_a}{1 + D \left(1 + \frac{4}{3} \frac{d_{c.a}}{d_{c.к}}\right)}. \quad (40.29a)$$

Для триода с цилиндрическими электродами выражение для  $U_{э.г}$  имеет вид

$$U_{э.г} = \frac{U_c + DU_a}{1 + D \left(1 + \frac{2}{3} \ln \frac{r_a}{r_c}\right)}. \quad (40.29б)$$

Формулы (40.29) часто применяются, и действительно, они достаточно точны для случая  $U_a \gg U_c$ , когда и напряжение в плоскости сетки относительно велико. Однако если  $U_э$  невелико, то  $k$  сильно отличается от  $\frac{4}{3}$ . Более точная, но все же приближенная формула имеет вид

$$k = \frac{E_{1г}}{E_1} = \frac{4}{3} \left[ \frac{1 + \frac{U_{\min}}{U_э}}{1 - \frac{x_{\min}}{d_{к.с}}} \right] \left[ 1 + \frac{0,00825 T_{к}^{1/2}}{\sqrt{U_э - U_{\min}}} - \frac{10,15 \cdot 10^{-5} T_{к}}{U_э - U_{\min}} \right], \quad (40.30)$$

где  $U_{\min}$  и  $x_{\min}$  — глубина потенциального минимума и его расстояние от катода,  $T_{к}$  — температура катода. В (40.30)  $U_{\min}$  и  $U_э$  выражены в вольтах,  $x_{\min}$  и  $d_{к.с}$  — в сантиметрах. Точное вычисление  $k$  проведено в [Л.5.27, гл. 2], где показано, что  $k$  во многих случаях значительно больше  $\frac{4}{3}$ , так что в точных расчетах формулами (40.29) пользоваться нельзя.

Как было отмечено выше, при  $U_a \gg U_c$  с достаточной точностью  $k = \frac{4}{3} = \text{const}$ . Но если  $U_a$  приближается к  $U_c$  или делается меньше  $U_c$ , то появляется значительный пространственный заряд между сеткой и анодом и коэффициенты  $k$  и  $k'$  в (40.28б) делаются зависящими от режима триода. Этот вывод находится в согласии с опытом. На рис. 343 показана зависимость  $U_a$  от  $U_c$  при постоянном токе катода  $I_{к}$ , т. е. характеристики  $(U_a, U_c)_{I_{к} = \text{const}}$ , измеренные экспериментально. Так как

$$I_{к} \sim U_э^{3/2} \sim (U_c + DU_a)^{3/2},$$

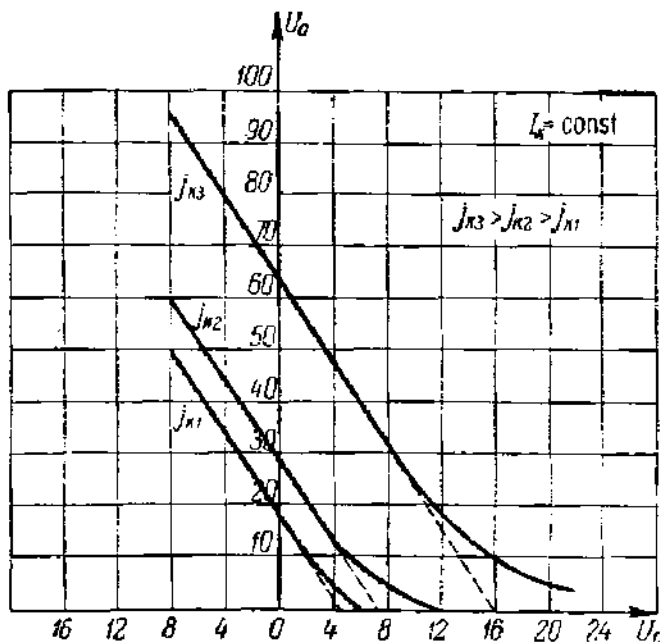


Рис. 343. Зависимость  $U_a$  от  $U_c$  при  $I_{к} = \text{const}$  для триода;  $I_{к} = j_{к} \cdot s$ ,  $s$  — площадь катода.

На рис. 343 показана зависимость  $U_a$  от  $U_c$  при постоянном токе катода  $I_{к}$ , т. е. характеристики  $(U_a, U_c)_{I_{к} = \text{const}}$ , измеренные экспериментально. Так как

то при  $I_k = \text{const}$ ,  $U_c + DU_a = \text{const}$  и характеристика — прямая линия. Опыт показывает, что при  $U_a \gg U_c$  характеристики  $(U_a, U_c)_{I_k = \text{const}}$  действительно прямолинейны, но при небольших  $U_a$  появляются отступления от линейности, указывающие на то, что формула (40.286) делается неверной. Отступления, как это и должно быть, делаются заметными тем раньше, чем больше плотность тока.

По вопросу о действующем напряжении при наличии пространственного заряда см. [Л.5.13; Л.5.26; Л.5.27].

Следует в заключение отметить, что, как и в диоде, закон трех вторых соблюдается не точно, причем к причинам отклонения, общим с диодом (влияние начальных скоростей электронов, приближение к насыщению, неэквипотенциальность катода и т. д.), прибавляются причины, специфические для триода: неоднородность строения сетки и несимметрия ее положения (траверза, форма сетки), островная эмиссия. Эти нарушения сказываются главным образом в начале и конце характеристики  $I_k = F(U_a)$ , средний участок которой удовлетворительно описывается законом трех вторых.

### § 41. Первичное токораспределение в триоде

Катод триода не является, вообще говоря, единственным источником заряженных частиц, из которых складываются токи, текущие на сетку и анод. При  $U_c < 0$  и  $U_a > 0$  вследствие несовершенной откачки на сетку течет ионный ток, обычно очень малый. Сетка сама служит слабым источником фотоэлектронов, а иногда и термоэлектронов. При  $U_c > 0$  и  $U_a > 0$  из обоих электродов выбиваются вторичные электроны, которые частично или даже полностью увлекаются к электроду с наибольшим потенциалом. Влияние вторичной эмиссии бывает иногда очень заметным, например при  $U_c > U_a$ . Будем называть слагающие сеточного и анодного токов, образованные электронами, эмиттированные катодом, первичными токами и исследуем вопрос об их относительной величине. Заметим прежде всего, что при  $U_c < 0$  и  $U_a > 0$  первичный ток на сетку может течь только за счет начальных скоростей электронов. Он крайне мал, а так как вторичные электроны с анода возвращаются к нему обратно и ионный ток и электронная эмиссия сетки также обычно очень малы, то с большой степенью точности при  $U_c < 0$  в режиме пространственного заряда будем иметь:

$$I_c = 0, \quad I_a = I_k = GU_s^{3/2}.$$

К вопросу о сеточных токах при  $U_c < 0$  и практическом их значении мы вернемся позже.

**1. Электроннооптический подход к вычислению токораспределения. Условия для экспериментального изучения первичного токораспределения.** Таким образом, при  $U_c < 0$  вопрос о токораспределении в первом приближении снимается, и весь первичный ток

течет на анод. Но при  $U_c > 0$  и  $U_a > 0$  первичный ток разделяется на анодный и сеточный токи. Их относительные величины нетрудно определить, если известны траектории электронов, выходящих из различных точек катода. Так как поле триода плоское, то в отдельных частных случаях траектории можно построить одним из описанных выше приближенных методов или определить на модели (§ 8).

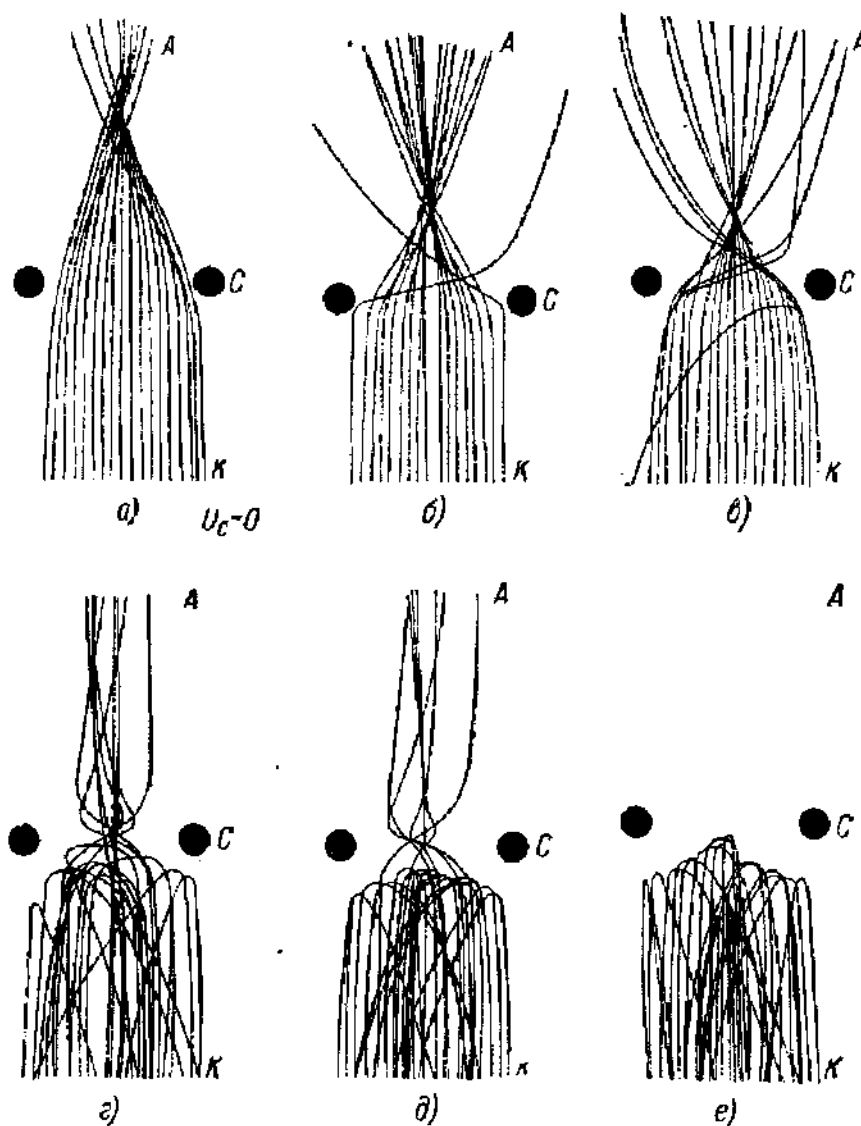


Рис. 344. Траектории электронов в триоде, определенные методом резиновой мембраны.

Электронные траектории, изображенные на рис. 344, были определены методом резиновой мембраны для различных отрицательных напряжений  $U_c$ , начиная от  $U_c = 0$  до полного запирания триода, причем во всех случаях напряженность поля  $E_{a,c}$  в пространстве анод—сетка была больше напряженности между сеткой и катодом  $E_{c,k}$ .

Из рисунков видно, что ячейка сетки действует как собирающая линза с сильной абберацией, причем фокусное расстояние линзы

может быть очень малым. Тип линзы легко установить: в междуэлектродном пространстве однородное поле у катода отделено от однородного поля у анода областью вблизи сетки, в которой напряженность поля непостоянна.

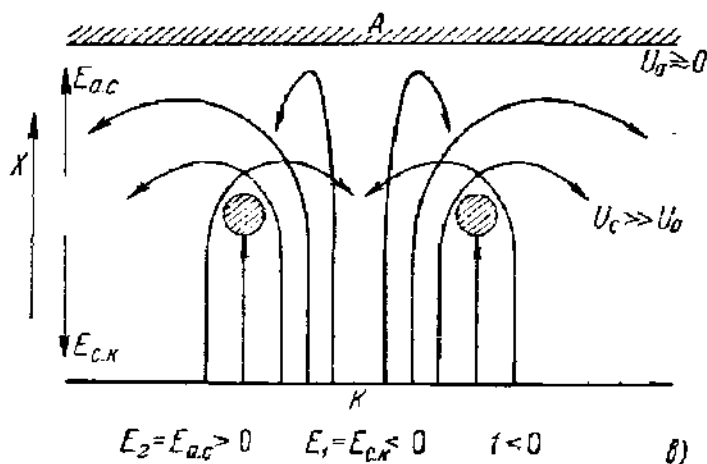
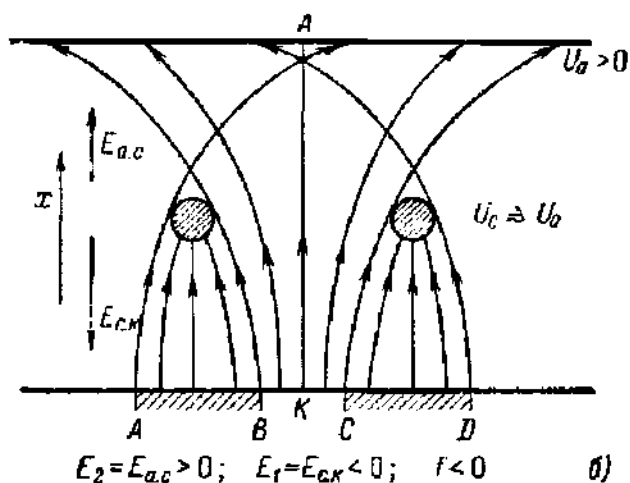
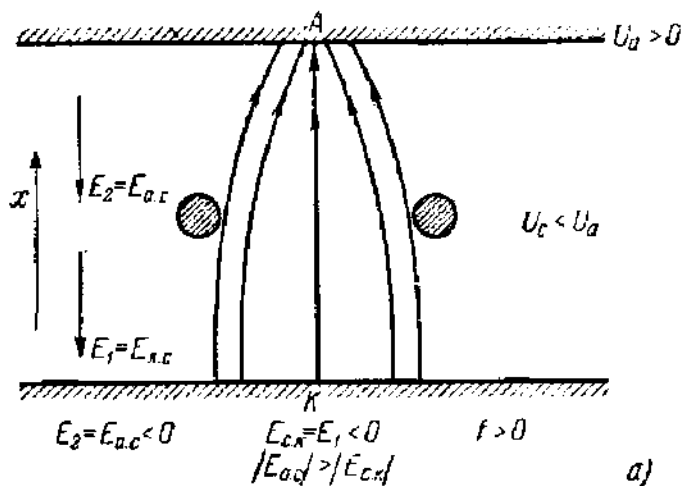


Рис. 345. Ячейки сетки действуют:

а — как собирающие линзы; б — как слабо рассеивающие линзы; в — как сильно рассеивающие линзы.

В § 5 было показано, что такое поле действует как линза-диафрагма. Таким образом, с электронооптической точки зрения, триод — это ряд линз-диафрагм, расположенных рядом друг с другом в ячейках сетки. Так как ячейки триода широки, то и при  $U_c < 0$  потенциал в центре ячейки остается положительным (при  $U_a > 0$ ), и если электроны идут из области с меньшей напряженностью поля в область с большей напряженностью, то это — линза собирающая.

Как известно, линза-диафрагма с осевой симметрией является рассеивающей, если выполняется условие

$$\frac{1}{f} = \frac{E_{c.k} - E_{a.c}}{4U_c} < 0,$$

где  $E_{c.k}$  и  $E_{a.c}$  — напряженности полей в «дальних» областях поля триода вблизи катода и анода. На рис. 345 показана форма траекторий электронов для случая собирающей линзы (рис. 345, а) и для случаев слабой (рис. 345, б) и сильной (рис. 345, в) рассеивающих линз.

Из всего сказанного следует, что траекторию электронов в триоде можно приближенно определить, рассматривая каждую ячейку

сетки как линзу-диафрагму с осевой симметрией, если ячейки — круглые отверстия (рис. 344, *з*), и как цилиндрическую линзу-диафрагму, если сетка эквидистантная (рис. 344, *а*). Результаты не будут точными в связи с рядом причин и прежде всего потому, что линзы в ячейках сетки не являются тонкими.

Представление о сетке как о ряде электронных линз позволяет сразу сделать заключение, что форма траекторий, а значит, и первичное токораспределение зависят только от отношения  $U_a/U_c$ , иными словами,  $I_a/I_c$  должно быть функцией  $U_a/U_c$ . Это верно, однако, только в первом приближении, так как глубина потенциального минимума у катода и его положение будут меняться и в том случае, когда  $U_a/U_c$  остается постоянным, но изменяется ток катода  $I_k$ .

Необходимость устранения вторичной эмиссии осложняет экспериментальное исследование первичного токораспределения. Только при  $U_a = U_c$  вторичные электроны возвращаются почти полностью к тому электроду, из которого они вышли, и измерение токов в анодной и сеточной цепях дает первичное токораспределение. Первичное токораспределение приходится измерять поэтому при небольших значениях  $U_a$  и  $U_c$  и применять для электродов материалы с небольшими коэффициентами вторичной эмиссии (например, покрывать их углеродом (сажей)). На рис. 346 показана зависимость  $I_c/I_a$  от  $\sqrt{U_c/U_a}$  для триода при  $U_a = 25$  в, измеренная В. Ф. Власовым. На этом рисунке отчетливо видны два участка *а* и *б* кривой токораспределения, соответствующих двум законам токораспределения и, видимо, двум различным механизмам перехода электронов от анода к сетке при увеличении  $U_c/U_a$ . Смена законов, управляющих токораспределением, имеет место при  $U_a/U_c = 0,7 \div 0,8$ . Сходные результаты были получены и К. Шпангенбергом, исследовавшим токораспределение в большом числе триодов [Л.б.3, т. I, гл. 7]. Характер движения электронов в обоих режимах выяснить нетрудно.

Пусть  $U_c > 0$  и сначала  $U_a = 0$ . Электроны частью сразу попадают на сетку, частью же проходят мимо проволок сетки, отклоняются вследствие притяжения к проволокам, проходят в пространство сетка — анод и, описав там параболу, возвращаются к сетке и в итоге оседают на ней (рис. 345, *в*). Очевидно, при этом  $I_c = I_w$ ,  $I_a = 0$ . При увеличении  $U_a$ , начиная от  $U_a = 0$ ,  $I_a$  будет возрастать по двум причинам: во-первых, будет быстро уменьшаться количество электронов, возвращающихся к сетке, и первыми на анод попадут наименее отклоненные электроны, проходящие вблизи середины ячеек;

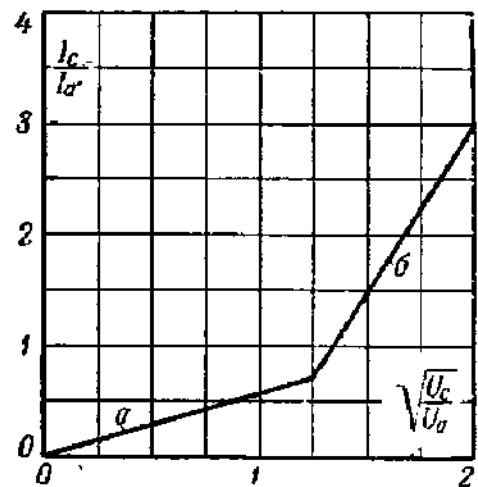


Рис. 346. Зависимость  $I_c/I_a$  от  $\sqrt{U_c/U_a}$ , найденная из опыта.

во-вторых, поле между сеткой и катодом будет расти, и будет уменьшаться количество электронов, захваченных сеткой путем прямого перехвата, т. е. участки  $AB, CD, \dots$  катода будут сокращаться (рис. 345, б). Пока  $U_a \ll U_c$ , ток  $I_a$  возрастает при увеличении  $U_a/U_c$  главным образом за счет уменьшения числа электронов, возвращающихся к сетке. Поэтому такой режим называется режимом возврата или режимом отражательного токораспределения. После достижения некоторого предельного значения  $[U_a/U_c]_{\text{пред}}$  на анод будут попадать даже наиболее отклоненные электроны, проходящие вплотную к проволокам сетки (см. рис. 345, б.) При  $[U_a/U_c] > [U_a/U_c]_{\text{пред}}$  возрастание  $I_a$  идет только за счет уменьшения количества электронов, прямо перехваченных сеткой. В этом режиме, носящем название режима прямого перехвата или режима пролетного токораспределения, ток  $I_a$  растет медленно. Быстрота нарастания тока  $I_a$  в режиме возврата при увеличении  $U_a/U_c$  зависит от структуры сетки. В случае «идеальной» сетки, с бесконечно малыми ячейками из бесконечно тонких проволок, электроны вообще не будут отклоняться сеткой. Для нее при  $U_c = \text{const} > 0$  и  $U_a = 0$ ,  $I_a = 0$ , но при переходе  $U_a$  через нуль анодный ток сразу достигает величины  $I_a = (1 - m)I_k$ , где  $m$  — коэффициент заполнения сетки,

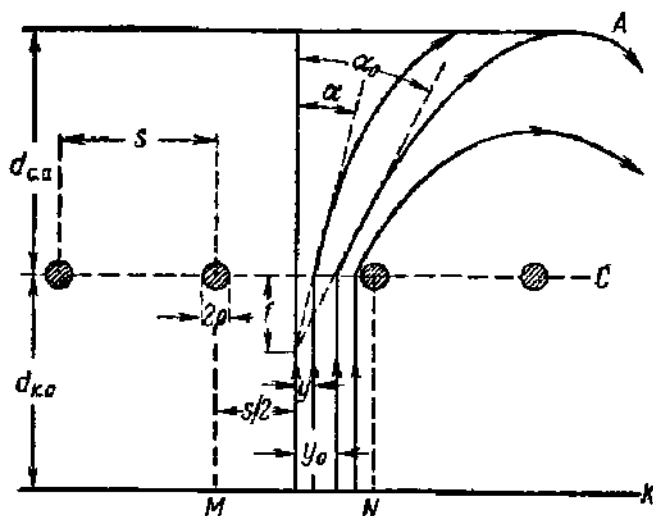


Рис. 347. К выводу формулы токораспределения в режиме возврата.

как это было выяснено, цилиндрическую линзу-диафрагму с фокусным расстоянием (см. § 5)

$$f = \frac{2U_c}{E_{c,k} - E_{a,c}},$$

где

$$E_{a,c} \approx \frac{U_c - U_a}{d_{c,a}}, \quad E_{c,k} \approx \frac{U_k - U_c}{d_{k,c}} \approx -\frac{U_c}{d_{k,c}},$$

в то время как ток сетки сразу же падает от  $I_c = I_k$  до  $I_c = mI_k$ . В реальном триоде процесс исчезновения режима возврата соответствует некоторому интервалу значений анодного напряжения от  $U_a = 0$  до  $U_a = U_A$  и ширина этого интервала зависит от строения сетки.

**2. Токораспределение в режиме возврата.** Рассмотрим пучок электронов, попадающих в одну из ячеек эквидистантной плоской сетки, представляющую собой,

если считать сетку густой, т. е. положить  $U_s \approx U_c$ . Угол отклонения электрона, проходящего на расстоянии  $y$  от середины щели, равен (рис. 347)

$$\alpha \approx \operatorname{tg} \alpha = \frac{y}{f} = \frac{y(E_{c.k} - E_{a.c})}{2U_c} = \frac{y}{2U_c} \left( \frac{U_a - U_c}{d_{c.a}} - \frac{U_c}{d_{k.c}} \right). \quad (41.1)$$

Замена  $\alpha$  через  $\operatorname{tg} \alpha$  не вносит новых ограничений, так как формула линзы справедлива только для параксиальных электронов.

Выше (§ 1, ч. 1) для потенциала в вершине параболы, описываемой электроном в тормозящем однородном поле, было найдено

$$U_{\text{верш}} = U_c \sin^2 \alpha \approx U_c \alpha^2, \quad (41.2)$$

где  $\alpha$  — угол, под которым электрон входит в тормозящее поле; здесь он определяется формулой (41.1). На анод попадут все электроны, угол отклонения которых меньше угла  $\alpha_0$ , определяемого из условия

$$U_a = U_c \sin^2 \alpha_0 \approx U_c \alpha_0^2. \quad (41.3)$$

Найдем, как распределится ток, текущий с участка катода  $MN$ , лежащего под одной ячейкой сетки, считая при этом, что от катода до сетки электроны летят прямолинейно. Воспользовавшись формулами (41.1) и (41.2), получим (рис. 347):

$$U_a = U_c \frac{y_0^2}{4U_c^2} \left[ \frac{U_a - U_c}{d_{c.a}} - \frac{U_c}{d_{k.c}} \right]^2,$$

$$y_0^2 = \frac{U_a}{U_c} \frac{4U_c^2}{\left[ \frac{U_a - U_c}{d_{c.a}} - \frac{U_c}{d_{k.c}} \right]^2}.$$

Очевидно, что при наших предположениях  $I_a/I_k = 2y_0/s$ , откуда, полагая, что  $U_a \ll U_c$  и  $\left[ \frac{U_a - U_c}{d_{c.a}} - \frac{U_c}{d_{k.c}} \right]^2 \approx U_c^2 \left[ \frac{d_{k.c} + d_{c.a}}{d_{k.c}d_{c.a}} \right]^2$ , получим:

$$\frac{I_a}{I_k} = \frac{4d_{k.c}d_{c.a}}{s(d_{k.c} + d_{c.a})} \sqrt{\frac{U_a}{U_c}} = B_1 \sqrt{\frac{U_a}{U_c}}, \quad (41.4)$$

и так как  $I_k = I_a + I_c$ , то

$$\frac{I_c}{I_a} = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{U_c}{U_a}} - 1 = \frac{1}{k}, \quad (41.5)$$

где  $k = I_a/I_c$  называется коэффициентом токораспределения. Для максимально отклоненных электронов  $y_0 = y_{\text{max}} = \frac{s}{2} - \rho$ , и для границы области возврата получается уравнение

$$U_A = \left( \frac{s - 2\rho}{2} \right)^2 \frac{1}{4U_c} \left[ \frac{U_A - U_c}{d_{c.a}} - \frac{U_c}{d_{k.c}} \right]^2. \quad (41.6)$$



Например, при  $d_{к.с} = 0,15$  см,  $d_{с.а} = 0,3$  см,  $s = 0,125$  см,  $U_c = 100$  в и  $s \gg 2r$  получится  $U_A \approx 10$  в и  $U_a/U_c \approx 0,1$ . Такие же и даже меньшие значения  $U_a/U_c$  получаются и для других  $d_{к.с}$ ,  $d_{с.а}$ ,  $s$ , характерных для реальных триодов. Но рис. 346 показывает, что смена режимов происходит при значительно большем напряжении.

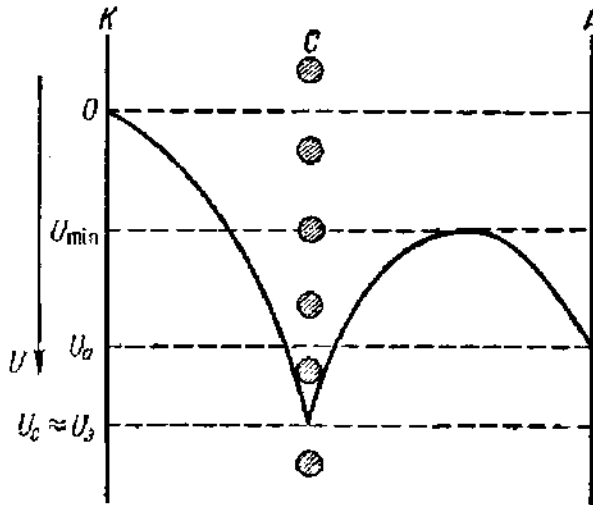


Рис. 348. К объяснению причины отклонения экспериментально найденной границы области возврата от теоретической.

При  $U_c > U_a$  электроны тормозятся в пространстве сетка — анод и плотность пространственного заряда там увеличивается. Распределение потенциала получает характер, изображенный на рис. 348, и электронам приходится преодолевать тормозящее напряжение  $U_c - U_{\min}$ , которое больше чем  $U_c - U_a$ . Это должно вызвать сдвиг границы области возврата.

При значительных плотностях тока и низких анодных напряжениях, характерных для режима возврата, возможно понижение минимума потенциала между сеткой и анодом до нуля, т. е. образование виртуального катода, что в сильной степени изменяет условия, положенные в основу вывода формулы (41.5). На отклонениях от формулы (41.5) сказывается и не учтенное в ее выводе многократное прохождение некоторых электронов через сетку и влияние начальных скоростей электронов. Поэтому в обычных триодах при нормальных токах накала закон первичного токораспределения (41.5) в режиме возврата не выполняется. Однако проверка его в специально построенной лампе при низких напряжениях и недокаленном катоде хорошо подтверждает теорию [Л. 5.9, гл. 13, § 2].

Теория токораспределения в режиме возврата находит себе применение в теории ламп с экранирующими сетками. С триодами, работающими в режиме возврата, за редким исключением, на практике не приходится встречаться.

**3. Токораспределение в режиме прямого перехвата.** Если  $U_c > 0$ , то большей частью бывает, что  $U_a > U_c$  и триод работает в режиме прямого перехвата. На рис. 346 этому режиму соответствует участок *a* кривой. Уже давно для этого случая была предложена эмпирическая формула (Танк):

$$\frac{I_a}{I_c} = B_2 \sqrt{\frac{U_a}{U_c}}, \quad (41.7)$$

которая выполняется для всей области прямого перехвата (рис. 345, а, б), причем наиболее близкие к опытным данным значения она дает в режимах, для которых  $U_a > 10U_c$  и ячейки сетки действуют как собирающие электронные линзы.  $B_2$  можно определить, рассматривая

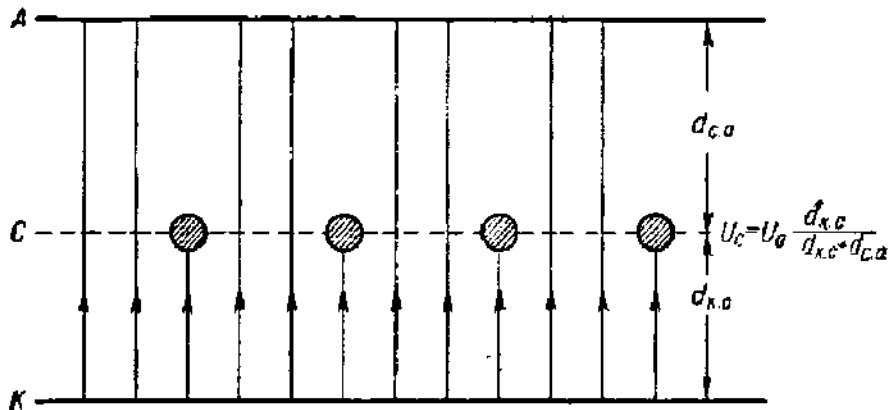


Рис. 349. К вычислению постоянной в формуле прямого перехвата.

промежуточный случай равенства полей по обе стороны сетки, когда сетка заряжена до потенциала пространства и фокусное расстояние линзы-ячейки делается бесконечно большим (рис. 349).

В этом режиме

$$\frac{U_c}{U_a} = \frac{d_{k,c}}{d_{k,c} + d_{c,a}}, \quad (41.8)$$

и так как траектории электронов — везде прямые линии, перпендикулярные к электродам, то для плоского триода с эквидистантной сеткой

$$\frac{I_a}{I_c} = \frac{s - 2\rho}{2\rho}. \quad (41.9)$$

Вставляя  $U_a/U_c$  и  $I_a/I_c$  из (41.8) и (41.9) в формулу (41.7), получим:

$$B_2 = \frac{s - 2\rho}{2\rho} \left( \frac{d_{k,c}}{d_{k,c} + d_{c,a}} \right)^{1/2}. \quad (41.10a)$$

Для того чтобы учесть влияние пространственного заряда в области катод — сетка (между сеткой и анодом пространственный заряд мал), следует  $d_{k,c}$  заменить через  $d_{k,c}/k$ , где  $k \approx 4/3$  или, более точно, выражается формулой (40.30). С этой поправкой

$$B_2 = \frac{s - 2\rho}{2\rho} \left( \frac{\frac{d_{k,c}}{k}}{\frac{d_{k,c}}{k} + d_{c,a}} \right)^{1/2} = \frac{s - 2\rho}{2\rho} \left( \frac{d_{k,c}}{d_{k,c} + kd_{c,a}} \right)^{1/2}. \quad (41.10b)$$

Зависимость  $I_a$  и  $I_c$  от  $U_a$  при  $U_c = \text{const}$  показана на рис. 350. Существенные особенности этой характеристики состоят в том, что быстрое нарастание тока  $I_a$  в режиме возврата сменяется медленным ростом в режиме прямого перехвата.

Коэффициент  $B_2$ , вычисленный по формуле (41.10), довольно близок к действительному. Формула (41.7) только приближенно

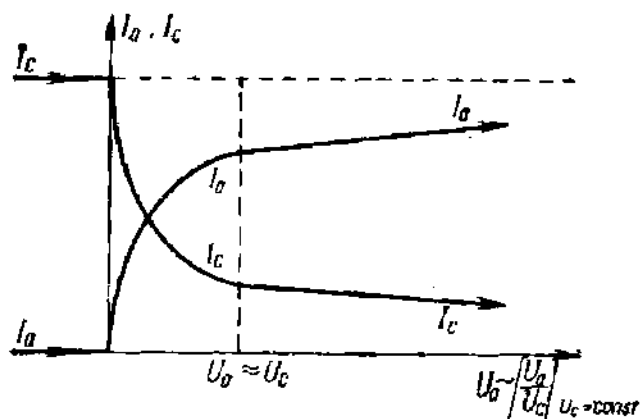


Рис. 350. Вид зависимости  $I_a$  и  $I_c$  от  $U_a$  при постоянном и положительном напряжении  $U_c$ .

выражает закон токораспределения, поэтому должна наблюдаться некоторая зависимость  $B_2$  от напряжений. При  $U_c = U_a$ , когда вторичная эмиссия устранена почти целиком, можно ожидать наибольшего постоянства, что и подтверждается на опыте в широких пределах. Для триодов с электродами любой формы формулы (41.5) и (41.7) остаются справедливыми с той же степенью точности, что и для плоских триодов с эквидистантными сетками, разумеется, с другими значениями коэффициентов  $B_1$  и  $B_2$ .

Теория первичного токораспределения в режиме прямого перехвата, не учитывающая, однако, влияния пространственного заряда, была разработана Шпангенбергом. Сокращенное изложение ее см. [Л.5.3, гл. 7; Л.5.9, гл. 13]. Критический разбор работ по теории токораспределения и наиболее точные количественные расчеты см. [Л.5.27].

## § 42. Характеристики и параметры триодов. Применения триодов и примеры конструкций

**1. Характеристики анодной цепи «идеального» триода и сравнение их с характеристиками реальных триодов.** Плоский или цилиндрический триод с однородной сеткой с ячейками произвольной формы и катодом, способным эмиттировать неограниченное число электронов с нулевой начальной скоростью, ниже мы будем называть «идеальным триодом». Характеристики тока катода  $I_k$  «идеального» триода не имеют, очевидно, участка начальных токов и участка тока насыщения и сводятся целиком к участку пространственного заряда, для которого в точности выполняется закон трех вторых.

При  $U_c < 0$  для «идеального» триода (§ 40)

$$I_c \doteq 0, \quad I_a = I_k = K(U_c + DU_a)^{3/2}. \quad (42.1)$$

Для плоского триода

$$\left. \begin{aligned}
 K &= K_{\text{пл}} = G_{\text{пл}} \sigma^{3/2}_{\text{пл}} = \\
 &= 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q}{d_{\text{к.с}}^2} \frac{1}{\left[1 + D \left(1 + \frac{4}{3} \frac{d_{\text{с.а}}}{d_{\text{к.с}}}\right)\right]^{3/2}} [a/\sigma^{3/2}], \\
 \text{где} \\
 G_{\text{пл}} &= 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q}{d_{\text{к.с}}^2} [a/\sigma^{3/2}], \quad \sigma_{\text{пл}} = \frac{1}{\left[1 + D \left(1 + \frac{4}{3} \frac{d_{\text{с.а}}}{d_{\text{к.с}}}\right)\right]}.
 \end{aligned} \right\} (42.2)$$

Для цилиндрического триода действующее напряжение в плоскости сетки с учетом пространственного заряда у катода равно

$$U_0 = \frac{U_c + DU_a}{1 + D \left(1 + \frac{2}{3} \ln \frac{r_a}{r_c}\right)}.$$

Следовательно, учитывая, что действующая длина сетки равна длине анода  $(l_c)_{\text{дейст}} = l_a$  для тока  $I_a$  при  $U_c < 0$ , получим:

$$\begin{aligned}
 I_a = I_k = K_{\text{цил}} (U_c + DU_a)^{3/2} &= 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_c l_a U_0^{3/2}}{r_c^2 \beta^2 \left(\frac{r_c}{r_k}\right)} = \\
 &= 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a U_0^{3/2}}{r_a r_c \beta^2 \left(\frac{r_c}{r_k}\right)} [a], \quad (42.3)
 \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned}
 K_{\text{цил}} &= G_{\text{цил}} \sigma_{\text{цил}}^{3/2} = \\
 &= 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a r_c \beta^2 \left(\frac{r_c}{r_k}\right)} \frac{1}{\left[1 + D \left(1 + \frac{2}{3} \ln \frac{r_a}{r_c}\right)\right]^{3/2}} [a/\sigma^{3/2}], \\
 G_{\text{цил}} &= 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a r_c \beta^2 \left(\frac{r_c}{r_k}\right)} [a/\sigma^{3/2}], \\
 \sigma_{\text{цил}} &= \frac{1}{1 + D \left(1 + \frac{2}{3} \ln \frac{r_a}{r_c}\right)}.
 \end{aligned} \right\} (42.4)$$

На рис. 351 построены графики зависимости  $I_a$  от  $U_c$  при различных  $U_a$  ( $I_a = f_1(U_c)_{U_a = \text{const}}$ ) и  $I_a$  от  $U_a$  при различных  $U_c$  ( $I_a = f_2(U_a)_{U_c = \text{const}}$ ) для «идеального» плоского триода, для которого  $D = 0,04$  и  $K = 0,55 \text{ ма}/\sigma^{3/2}$ . Кривые  $I_a = f_2(U_a)_{U_c = \text{const}}$  называются анодными и кривые  $I_a = f_1(U_c)_{U_a = \text{const}}$  анодно-сеточными характеристиками. Характеристики «идеального» триода на всем их протя-

жении — параллельные и эквидистантные линии. В самом деле, если  $I_a = \text{const}$ , а  $U_c$  и  $U_a$  изменяются соответственно на  $\Delta U_c$  и  $\Delta U_a$ , то из (42.1) следует:

$$\begin{aligned} U_c + DU_a &= U_c + \Delta U_c + DU_a + D\Delta U_a, \\ \Delta U_c &= -D\Delta U_a. \end{aligned}$$

Это равенство показывает, что на плоскости  $(I_a, U_a)$  равным приращением параметра  $\Delta U_c$  при всех значениях ординаты  $I_a$  соответ-

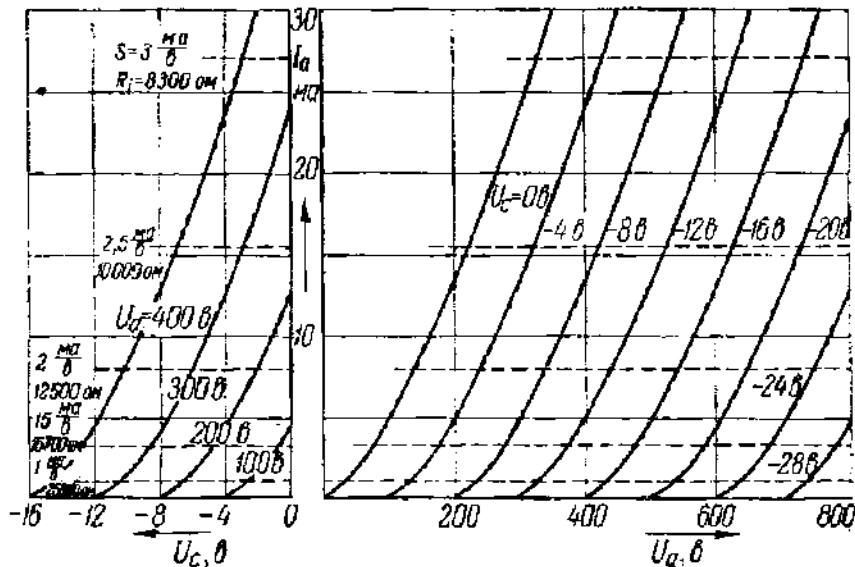


Рис. 351. Характеристики «идеального» триода с  $D = 0,04$  и  $K = 0,55 \text{ ма/в}^3/\text{в}$ . На левой стороне рисунка указаны  $S$  и  $R_i$  для различных значений  $I_a$ .

ствуют равные приращения  $\Delta U_a$  абсциссы  $U_a$  и аналогично на плоскости  $(I_a, U_c)$  равным приращением параметра  $\Delta U_a$  соответствуют равные приращения  $\Delta U_c$  абсциссы  $U_c$ . Это доказывает, что оба семейства характеристик параллельны и эквидистантны.

На рис. 352 изображены измеренные экспериментально анодно-сеточные и анодные характеристики двух триодов: триода УБ-107 (триод вышедшего из употребления «универсального» типа с прямо-накальным катодом — рис. 352, а) и современного триода для усиления напряжения низкой частоты 6С2С с оксидным подогревным катодом (рис. 352, б).

Основной рабочей частью характеристик приемно-усилительных триодов является лежащий при  $U_c < 0$  участок пространственного заряда, которым и ограничиваются обычно в справочной литературе. Но на рис. 352, а ясно виден и переход к насыщению; соответствующие части характеристик несколько экстраполированы штриховыми линиями.

Сравнение рис. 351 и 352 показывает, что в значительной области значений  $U_a$  и  $U_c$ , и притом не только при  $U_c < 0$ , характеристики

реальных триодов с достаточной точностью параллельны и эквидистантны. Этот вывод справедлив для всех триодов. Больше того, если учесть геометрические отклонения реальных триодов от плоской

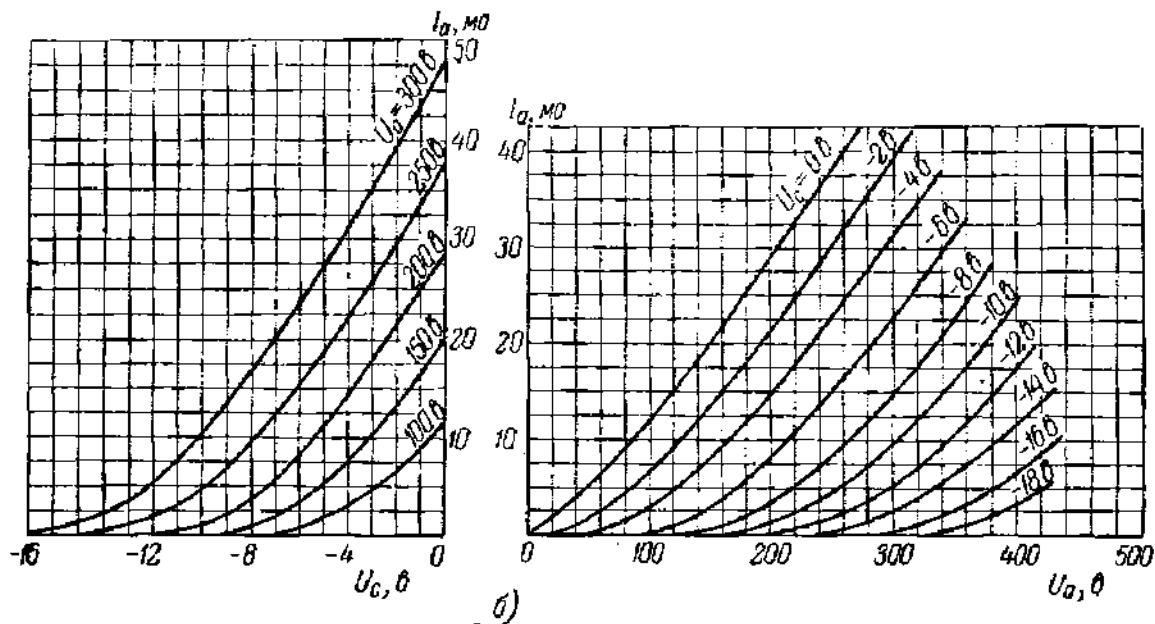
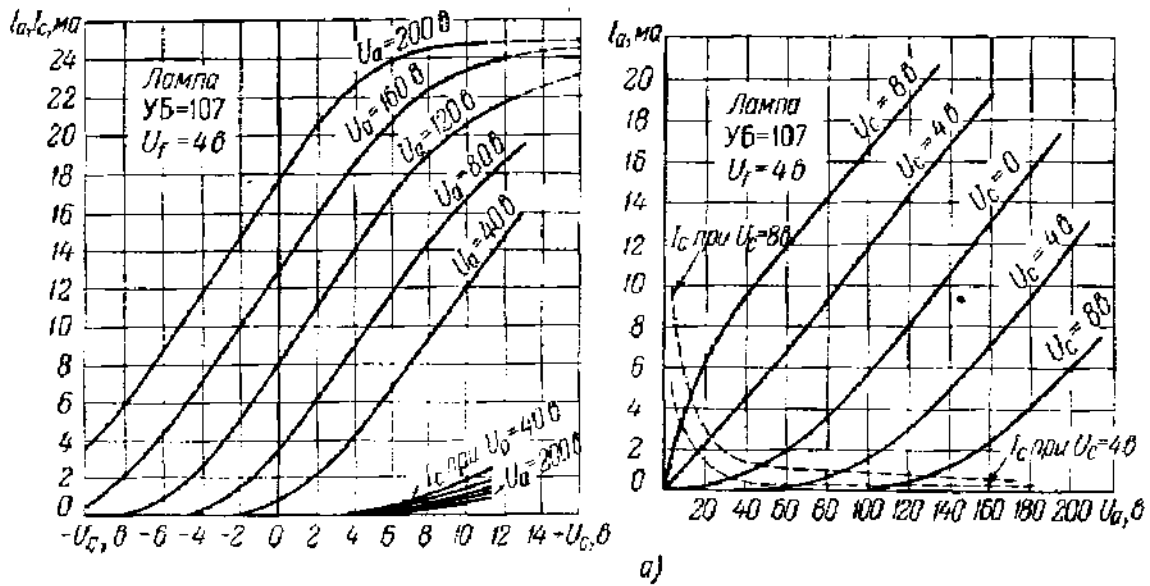


Рис. 352. Характеристики триодов.

а — анодно-сеточные и анодные характеристики триода УБ-107 с катодом прямого накала;  
 б — анодно-сеточные и анодные характеристики триода 6С2С с катодом косвенного накала.

или цилиндрической конструкции, то можно показать, что закон трех вторых дает в режиме пространственного заряда не только верные качественно, но и количественно удовлетворительные результаты.

Таким образом, опыт показывает, что при изучении реальных триодов можно в определенных пределах пользоваться закономерно-

стями, найденными для «идеального» триода. Мы воспользуемся этим прежде всего для вычисления дифференциальных параметров триода.

**2. Параметры  $S$ ,  $\mu$ ,  $R_i$  и их зависимость от конструктивных данных и режима.** Дифференциальные параметры вводятся в теорию триода для описания его поведения при наличии переменных напряжений. Параметр, характеризующий относительную эффективность воздействия на анодный ток анодного и сеточного напряжений, называется коэффициентом усиления. Коэффициент усиления — безразмерная величина; он равен

$$\mu = - \left[ \frac{dU_a}{dU_c} \right]_{I_a = \text{const}} = - \frac{\partial U_a}{\partial U_c}. \quad (42.5)$$

В формуле (42.5)  $dU_a$  и  $dU_c$  — это изменения  $U_a$  и  $U_c$ , при одновременном возникновении которых  $I_a$  остается постоянным. Знаки их, очевидно, противоположны и  $\mu$  — положительная величина.

Из формулы (42.1) следует, что при  $I_a = \text{const}$

$$(dU_c + dU_a \cdot D) = 0, \quad (42.6)$$

откуда

$$- \left[ \frac{dU_a}{dU_c} \right]_{I_a = \text{const}} = \mu = \frac{1}{D}.$$

Таким образом, коэффициент усиления определяется исключительно геометрией триода и не зависит от его режима. Как величину, обратную  $D$ , его можно вычислить по формулам § 40, и наоборот, определяя по характеристикам триода  $\mu$ , можно найти проницаемость  $D$ . Например, для плоского триода с не очень густой сеткой по формуле Максвелла — Шоттки (40.17)

$$\mu = \frac{2\pi L d_{c,a}}{\ln \frac{1}{\pi m}}.$$

Коэффициент усиления определяет положение начальной точки характеристики, соответствующей  $I_a = 0$ . Из формулы (42.1), заменяя в ней  $D$  через  $1/\mu$ , получаем для начальной точки анодно-сеточной характеристики при заданном  $U_a$

$$[U_c]_{I_a = 0} = U_{c0} = - \frac{U_a}{\mu}$$

и для начальной точки анодной характеристики при заданном  $U_c$

$$[U_a]_{I_a = 0} = U_{a0} = - \mu U_c.$$

$U_{c0}$  называют напряжением сдвига анодно-сеточной характеристики или запирающим напряжением.

Вторым дифференциальным параметром триода служит крутизна анодно-сеточной характеристики или просто крутизна, определяемая соотношением

$$S = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} = \left[ \frac{dI_a}{dU_c} \right]_{U_a = \text{const}} \quad (42.7)$$

Из формул (42.1) и (42.2) следует:

$$\begin{aligned} S &= \frac{3}{2} K \left( U_c + \frac{U_a}{\mu} \right)^{1/2} = \frac{3}{2} G \mu^{3/2} \left( U_c + \frac{U_a}{\mu} \right)^{1/2} = \\ &= \frac{3}{2} G^{2/3} \sigma I_a^{1/3} = a I_a^{1/3}. \end{aligned} \quad (42.8a)$$

Здесь  $a$  — постоянная, не зависящая от режима. Для плоского триода

$$a_{\text{пл}} = \frac{3}{2} G_{\text{пл}}^{2/3} \sigma_{\text{пл}} = 2,64 \cdot 10^{-4} \sigma_{\text{пл}} \frac{Q^{2/3}}{d_{\text{к.с}}^{4/3}} [a^{2/3}/\sigma] \quad (42.9a)$$

и для цилиндрического

$$a_{\text{цил}} = 2,64 \cdot 10^{-4} \sigma_{\text{цил}} \frac{Q_a^{2/3}}{(r_a r_c)^{2/3} \left[ \beta \left( \frac{r_c}{r_a} \right) \right]^{4/3}} [a^{2/3}/\sigma]. \quad (42.9b)$$

Вводя плотность тока  $j_a = I_a/Q$ , получим для плоского триода:

$$S = 2,64 \cdot 10^{-4} \sigma_{\text{пл}} Q \frac{j_a^{1/3}}{d_{\text{к.с}}^{4/3}} = 2,64 \cdot 10^{-4} \sigma_{\text{пл}} \frac{Q^{2/3}}{d_{\text{к.с}}^{4/3}} I_a^{1/3} [a/\sigma]. \quad (42.8b)$$

Внутреннее сопротивление триода  $R_i$ , вносимое им в анодную цепь, служит третьим параметром триода. Очевидно,

$$R_i = \frac{\partial U_a}{\partial I_a} = \left[ \frac{dU_a}{dI_a} \right]_{U_c = \text{const}} \quad (42.10)$$

Три параметра  $\mu$ ,  $S$  и  $R_i$  можно связать между собой. Дифференцируя формулу  $I_a = F(U_a, U_c)$ , получим:

$$dI_a = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} dU_c + \frac{\partial I_a}{\partial U_a} dU_a = S dU_c + \frac{1}{R_i} dU_a. \quad (42.11)$$

Пусть  $dI_a = 0$ . Тогда в формуле (42.11)  $dU_c$  и  $dU_a$  — компенсирующие друг друга изменения напряжений и из (42.11) следует:

$$S + \left[ \frac{dU_a}{dU_c} \right]_{I_a = \text{const}} \frac{1}{R_i} = 0$$

или

$$\mu = S R_i, \quad (42.12)$$

$$R_i = \frac{1}{DS} = \frac{1}{D a I_a^{1/3}}. \quad (42.13)$$

Из уравнения (42.13) для  $R_i$  получается выражение, дающее зависимость  $R_i$  от режима и от конструктивных данных триода. Уравнение



(42.12) называется внутренним уравнением триода или уравнением Баркгаузена. Оно справедливо, разумеется, для триода любой конструкции. Зависимость параметров  $\mu$ ,  $S$  и  $1/R_i$  от  $I_a^{1/3}$  для «идеального» триода показана на рис. 353, а.

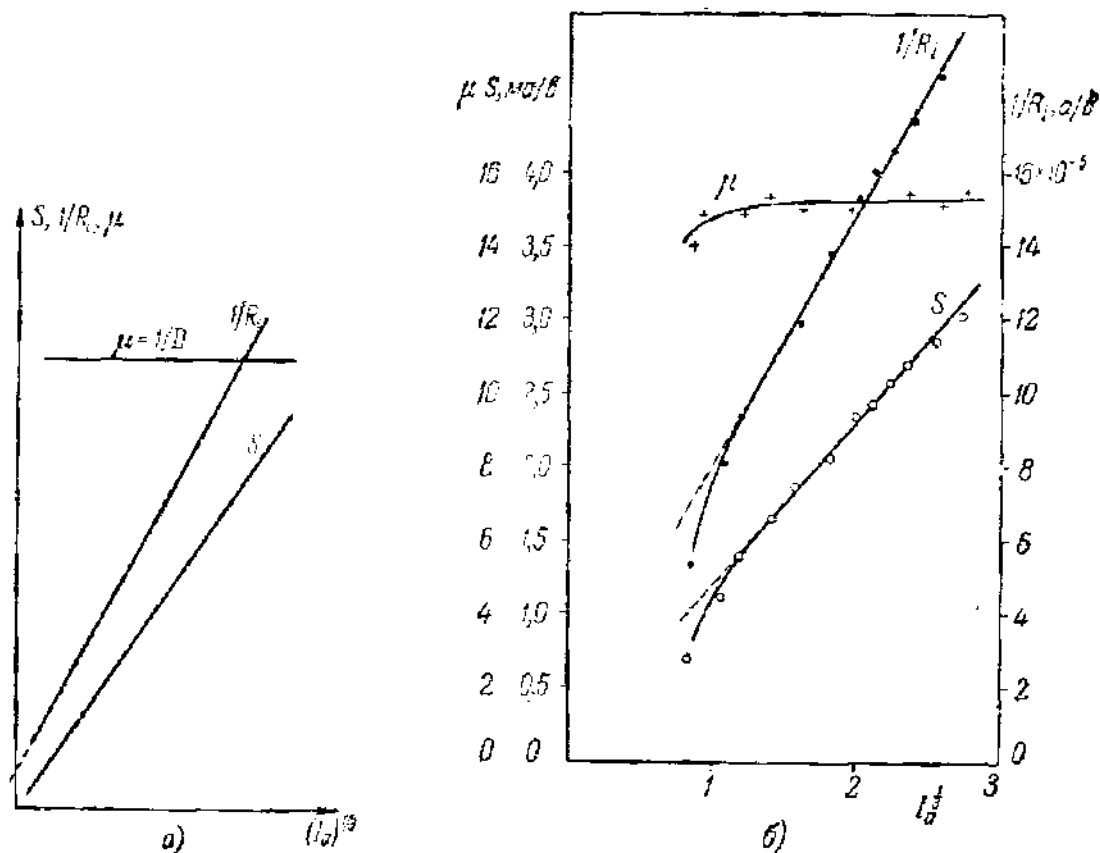


Рис. 353. Зависимость параметров триода  $S$ ,  $1/R_i$  и  $\mu$  от  $I_a^{1/3}$ . а — для «идеального» триода, б — измеренная экспериментально.

Уравнениями (42.6), (42.8), (42.9) и (42.13) устанавливается связь между конструктивными данными триода  $d_{к.с.}$ ,  $d_{с.а.}$ ,  $m$ ,  $L$ ,  $Q$  и его параметрами  $\mu$ ,  $S$  и  $R_i$ . Легко видеть, что, изменяя конструктивные данные, можно почти независимо друг от друга изменять коэффициент усиления  $\mu$  и крутизну  $S$ .

Изменяя  $d_{к.с.}$  или  $Q$ , можно, не меняя  $\mu$ , очень эффективно воздействовать на величину  $S$ . С другой стороны, изменяя коэффициент заполнения сетки  $m$  или  $d_{с.а.}$ , можно сильно изменить  $\mu = 1/D$ , только немного воздействуя на  $S$  через коэффициент  $\alpha$ , слабо зависящий от  $D$ .

Полученные выше для идеальных триодов формулы, с хорошим приближением выполняющиеся в режиме пространственного заряда для реальных триодов, делаются непригодными в режимах, соответствующих верхним и нижним участкам характеристик реальных триодов, где исчезает их сходство с характеристиками идеального триода.

На верхнем участке анодно-сеточной характеристики в связи с исчезновением минимума потенциала у катода при приближении к насыщению теряет силу закон трех вторых и делается неверным соотношение  $\mu = 1/D$ . Преимущество сетки перед анодом как электрода, более близкого к облаку электронов у катода, теряется, и отношение компенсирующих друг друга изменений напряжений  $\left[ \frac{\Delta U_a}{\Delta U_c} \right]_{dI_a = 0}$  (см. (42.5)) уменьшается. Одновременно сильно уменьшается  $S$  и увеличивается  $R_i$ , так как изменение  $U_a$  и  $U_c$  в режиме насыщения только очень слабо влияет на величину тока  $I_a$ .

Сравнение рис. 351 и 352 показывает, что нижние участки характеристик реальных триодов имеют ход более пологий, чем у характеристик «идеального» триода. Это особенно хорошо заметно у триода 6С2С. Начало характеристик реальных триодов лежит левее точки, определенной из теоретической формулы  $U_c = -U_a/\mu$  при подстановке в нее значения коэффициента усиления  $\mu = 1/D$ , соответствующего средней части характеристики. Это указывает на то, что в «хвосте» характеристики (как часто называют ее удлинненный нижний участок)  $\mu$  уменьшается. Кроме того, на этом участке  $S$  меньше, а  $R_i$  больше, чем того требуют формулы идеального триода, согласно которым  $S \sim I_a^{1/2}$  и  $R_i \sim \left( \frac{i}{I_a} \right)^{1/3}$ . Это хорошо видно из хода анодно-сеточных и анодных характеристик. На рис. 353, б показана типичная экспериментальная зависимость  $\mu$ ,  $S$  и  $1/R_i$  от  $I_a^{1/3}$ , из которой отчетливо видно, что на значительной части характеристики зависимость параметров от режима хорошо соответствует теоретической и только при небольших  $I_a$  возникают отступления от теории. Отступления от теории связаны с несколькими причинами.

Основной причиной, действующей в триодах всех конструкций, следует считать неизбежные в той или иной степени неоднородность сетки и несимметрию ее положения по отношению к катоду и аноду. Например, как уже отмечено, в местах, где проходят траверсы, коэффициент заполнения сетки больше, а локальная проницаемость меньше. Таким же образом будут влиять различия в расстояниях сетка—анод, если форма этих электродов неодинакова. Триод с неоднородной или не вполне симметричной сеткой можно представить себе состоящим из нескольких параллельно включенных триодов с различными значениями  $\mu$ . При понижении напряжения сетки  $U_c$  сначала окажется запертым ток в триодах с большим  $\mu$  и на нижнем участке характеристики будут действовать только триоды, где  $\mu$  имеет меньшую величину. Эффективный коэффициент усиления всей лампы здесь, очевидно, уменьшится, и вместе с тем уменьшится и крутизна  $S$ , так как часть поверхности сетки не пропускает тока.

На образование «хвоста» характеристики могут оказать влияние и другие конструктивные особенности триода. В триодах, где катод

длиннее сетки. электроны с концов катода проходят к аноду мимо сетки, ускользя от ее управляющего действия. Ток этих электронов сетка может прекратить только при очень больших отрицательных напряжениях.

В режиме островной эмиссии, от которой практически нельзя избавиться в триодах с большой крутизной, имеющих очень малое расстояние катод—сетка (см. формулу (42.86)), опять можно разделить триод на ряд элементарных триодов, соответствующих участкам катода под проволоками сетки и участкам под отверстиями сетки. При понижении  $U_c$  первые будут заперты раньше, после чего, во-первых, начнет уменьшаться действующая поверхность катода, что приведет к уменьшению  $S$ , и, во-вторых, уменьшится  $\mu$ , так как окажутся запертыми те элементарные триоды, на ток которых напряжение  $U_c$  действует более эффективно. Следовательно, если запирающее тока в триоде при понижении  $U_c$  проходит через стадию, в которой островной эффект ярко выражен, то на характеристиках образуется удлиненный нижний участок.

**3. Лампы с короткой и удлиненной характеристиками.** Образование внизу характеристик участков с пониженным значением  $\mu$  выдвигает при конструировании электронных ламп две практические задачи. Первая из них — конструирование триода с возможно более постоянным коэффициентом усиления и вторая — конструирование триода, имеющего на одном участке характеристики большие  $\mu$  и  $S$  и на другом участке, достаточно длинном, небольшие  $\mu$  и  $S$ . Первый тип ламп, к которым с известным правом можно отнести все обычные триоды с достаточно однородной сеткой, называются лампами с короткой характеристикой. Второй тип — это лампы с удлиненной характеристикой (употребляются также названия «лампа с удаленной отсечкой тока», «лампа с переменной крутизной»). Триоды с удлиненной характеристикой на практике не применяются. Однако поскольку действие управляющей сетки многосеточных ламп не отличается от действия сетки триода, можно уже сейчас рассмотреть способы получения удлиненных характеристик.

Конструктивное решение первой задачи найти легко. Нужно, во-первых, добиться наибольшей однородности сетки, отказавшись, например, от траверз и механически укрепив сетку иными способами; во-вторых, надо уменьшить область неоднородного поля сетки и ослабить действие неоднородностей на пространственный заряд у катода. Для этого нужно сетку делать с мелкими ячейками и из тонких проволок и не помещать ее слишком близко к катоду. Наконец, неоднородности поля будут слабее сказываться в случае цилиндрической или близкой к цилиндрической конструкции электродов.

Закон изменения потенциала в плоской системе электродов имеет вид  $U = U_a \left(\frac{x}{d}\right)^{4/3}$  и в цилиндрической системе  $U = U_a \left(\frac{r}{r_a}\right)^{2/3}$ . Из этих формул видно, что при равных отношениях  $x/d$  и  $r/r_a$  потен-

циал в плоской системе электродов всегда ниже, чем в цилиндрической, так что неоднородности, вносимые сетками, при прочих равных условиях будут сильнее искажать более слабое поле у катода в триоде с плоскими электродами. Катод косвенного накала имеет, как правило, небольшую кривизну, и его следует рассматривать как почти плоский электрод; прямонакальный катод всегда очень тонок, и триод с таким катодом независимо от формы сетки и анода близок к триоду с цилиндрическими электродами. Наибольшего постоянства коэффициента усиления следует ожидать, таким образом, в триодах с прямонакальным катодом. Постоянство коэффициента усиления прямонакальных триодов используется на практике (оконечные триоды усилителей низкой частоты).

Вторая задача — конструирование ламп с длинным, пологим «хвостом» характеристики — возникла из потребностей практики. В приемнике сигнал, усиленный по высокой частоте и поданный на детектор, не должен быть слишком слаб, так как в этом случае он будет плохо продетектирован, но не должен быть и слишком силен, ибо это угрожает искажениями. Сигналы далеких станций желательно усиливать на участке характеристики с большими  $\mu$  и  $S$ , а для сигналов близких станций желательны малые  $\mu$  и  $S$ .

Характеристику с такими свойствами можно получить в виде суммарной характеристики двух параллельно соединенных триодов. Пусть два триода с параметрами  $(\mu_1, S_1)$ ,  $(\mu_2, S_2)$  соединены параллельно и пусть  $\mu_1 > \mu_2$ ,  $S_1 > S_2$ .

На рис. 354 показаны анодно-сеточные характеристики обоих триодов при одном и том же  $U_a$ . Сдвиги характеристик ламп равны соответственно  $(U_{c0})_1 = -\frac{U_a}{\mu_1}$  и  $(U_{c0})_2 =$

$= -\frac{U_a}{\mu_2}$ ; и так как  $\mu_1 > \mu_2$ , то в пре-

делах от  $(U_{c0})_1$  до  $(U_{c0})_2$  во внешней цепи течет ток только от второго триода и суммарная характеристика совпадает с его характеристикой. На этом участке, следовательно, суммарная характеристика пологая и  $\mu = \mu_2$ , т. е. малое. При  $|U_c| < U_a/\mu_1$ , в области отрицательных  $U_c$ , ток от первой лампы быстро делается много большим тока второй лампы и на некотором расстоянии от точки А, лежащей при  $U_c = (U_{c0})_1$ , суммарный ток почти равен току через первый триод. Здесь суммарная крутизна примерно равна  $S_1$  и коэффициент усиления близок к  $\mu_1$ . Оба участка характеристики, пологий и крутой, соединены небольшим переходным участком.

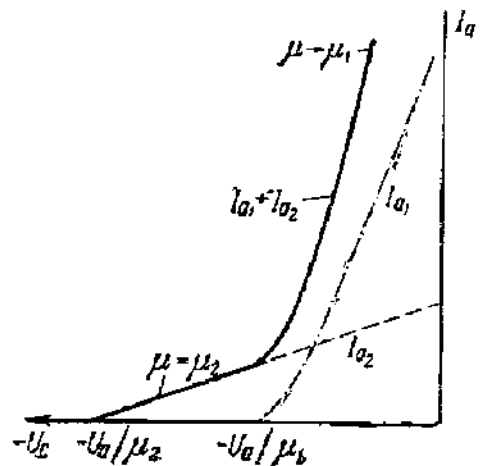


Рис. 354. Построение суммарной характеристики двух параллельно соединенных триодов.

Две лампы, соединенные параллельно, можно заменить одной, сетка которой на одной части поверхности имеет проницаемость  $D_1$ , а на другой  $D_2$ . Удобнее всего различия проницаемости добиться, меняя коэффициент заполнения сетки, например, изменяя шаг ее намотки (для спиральной сетки). Такая сетка изображена на рис. 355. Если, как это показано на рисунке,  $l_2 \ll l_1$ ,  $D_2 > D_1$ , то ток через участок сетки с большей проницаемостью  $D_2$  и, значит, с меньшим  $\mu = \mu_2$  будет составлять небольшую часть общего тока через лампу и характеристика будет иметь удлиненный участок.

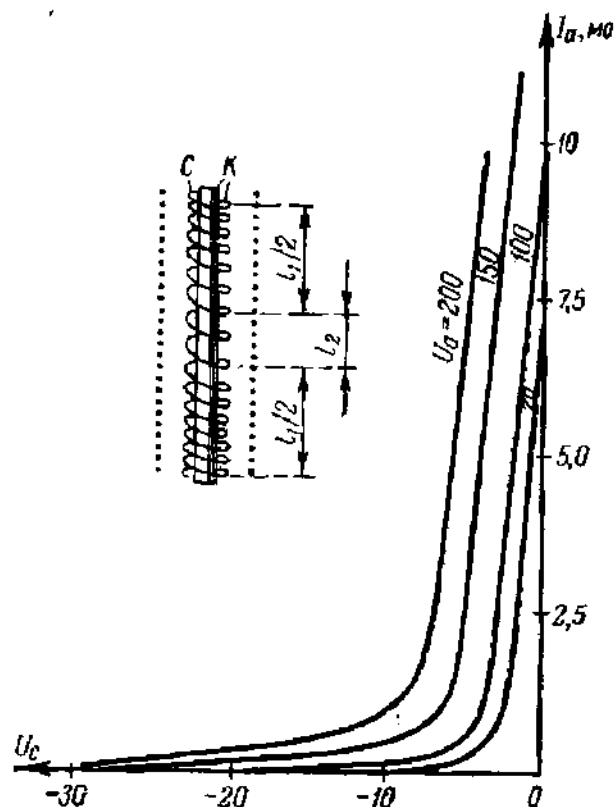


Рис. 355. Характеристики и конструкция сетки триодов с удлиненной характеристикой.

физических факторов, влияющих на сеточный ток, имеющих в этой части характеристики всегда малое значение.

Разберем вопрос о природе сеточных токов при  $U_a > 0$  и  $U_c < 0$  и  $U_c$ , близком к нулю.

Условие  $U_c = 0$ , где  $U_c$  — истинное напряжение между катодом и сеткой (катод считается эквипотенциальным), т. е. напряжение с учетом контактной разности потенциалов между ними, определяет, при каком внешнем напряжении начинается область быстрого роста сеточного тока, соответствующая сетке, положительной относительно катода. При  $U_c < 0$  некоторый сеточный ток, подчиняющийся закону начальных токов,  $I_{ce}$  неизбежно получается за счет начальных скоростей электронов. В той или иной степени влияют на форму сеточной характеристики при  $U_c < 0$  ионный ток на сетку  $I_{ci}$ , утечка тока по баллону и цоколю лампы  $I_{c\phi}$ , а также термо- и фотоэлектронная эмиссия самой сетки  $I_{c,t}$  и  $I_{c,\phi}$ .

4. Сеточные токи при  $U_c < 0$ . Перейдем к изучению токов, текущих в цепи сетки. Характеристики сеточного тока  $I_c$ ,  $U_c$  (сеточные характеристики) представляют практический интерес, так как входное управляющее напряжение подается на сетку и величина

$$R_{вх} = \frac{\partial U_c}{\partial I_c} \quad (42.14)$$

определяет входное сопротивление лампы. Теоретическое определение сеточных характеристик в области  $U_c < 0$  встречает большие трудности ввиду большого разнообразия

Ток, текущий на сетку за счет начальных скоростей, изменяется экспоненциально по формуле (см. § 14)

$$I_{ce} = K_c I_k \exp\left(\frac{eU_c}{kT_k}\right). \quad (42.15)$$

Формула (42.15) верна, только если  $U_c < 0$ .

Безразмерный коэффициент  $K_c$  можно назвать коэффициентом токораспределения в области начальных токов сетки. Он не равен коэффициенту токораспределения в режиме прямого перехвата и, в частности, зависит от анодного напряжения  $U_a$ . Легко понять, что при увеличении  $U_a$  коэффициент  $K_c$  должен уменьшаться, так как на анод будет уходить все большее количество электронов.

Характеристики сеточного тока будут (при условии малого влияния остальных, отмеченных выше факторов) иметь вид, показанный на рис. 356, если работа выхода сетки, как это обычно бывает, больше работы выхода катода.

Все остальные составляющие сеточного тока имеют направление, противоположное начальному току. Ионный ток на отрицательную сетку получается вследствие ионизаций при соударениях электронов, ускоренных на пути к аноду, с молекулами остаточного газа. Количество ионов пропорционально, очевидно, числу столкновений, т. е. анодному току и давлению газа, так что ионный сеточный ток

$$I_{ci} = CpI_a = PI_a \quad (42.16)$$

( $Cp = P$ ) называют вакуум-фактором лампы. Вакуум-фактор не должен превышать  $10^{-5}$ , в некоторых случаях и  $10^{-6}$ , так как при сильной ионизации окажутся искаженными характеристики триода. При  $P = 10^{-5}$  и  $I_a = 10 \text{ ма}$  получим  $I_{ci} = 10^{-7} \text{ а}$ . Этот ток может быть отмечен только очень чувствительным стрелочным прибором. Сеточный ток положительных ионов уменьшается при  $U_c \rightarrow 0$  и при  $U_c > 0$  обращается в нуль. Характеристика тока  $I_{ci}$  имеет вид, показанный на рис. 357. Прочие источники сеточного тока (термо- и фотоэлектронная эмиссия сетки, токи утечки) в правильно сконструированных и изготовленных лампах не играют заметной роли. Сопротивление между штырьками цоколя холодной лампы (сопротивление утечки) лежит в пределах 50 — 200 *мгом*, так что ток утечки не превышает  $10^{-7} \text{ а}$ , но в лампах

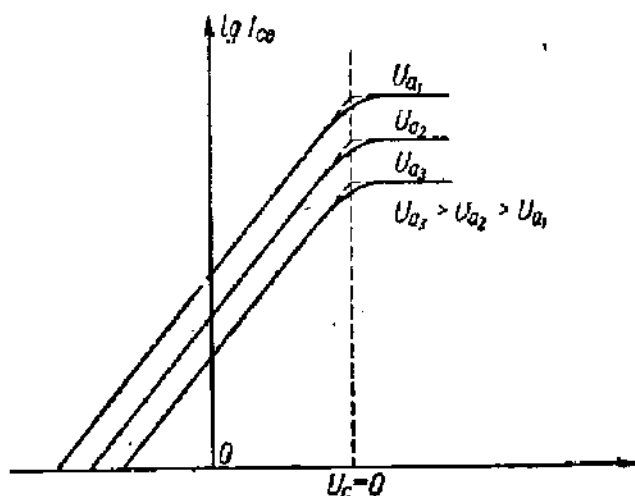


Рис. 356. Характеристики сеточного тока, текущего за счет начальных скоростей электронов при  $U_c < 0$ . По оси абсцисс отложено напряжение источника эдс  $U_{cb}$ .

без цоколя и с разнесенными вводами сопротивление утечки много больше. Термоэлектронная эмиссия сетки может стать заметной только в особых случаях, например, если при изготовлении лампы на сетке образуется осадок с малой работой выхода, а сама сетка сильно греется излучением катода или анода. В лампах, конструкция которых приводит к сильному нагреву сетки, на ее поверхность наносят покрытие, увеличивающее работу выхода. Лучшее всего в этом отношении действует золочение сетки. Барий, возгоняемый с катода, диффундирует в золото и образует с ним сплав, обладающий высокой работой выхода, но если даже на золоте образуется слой оксида бария, то комбинация  $\text{Au} - \text{BaO}$  имеет значительно большую работу выхода, чем  $\text{BaO}$

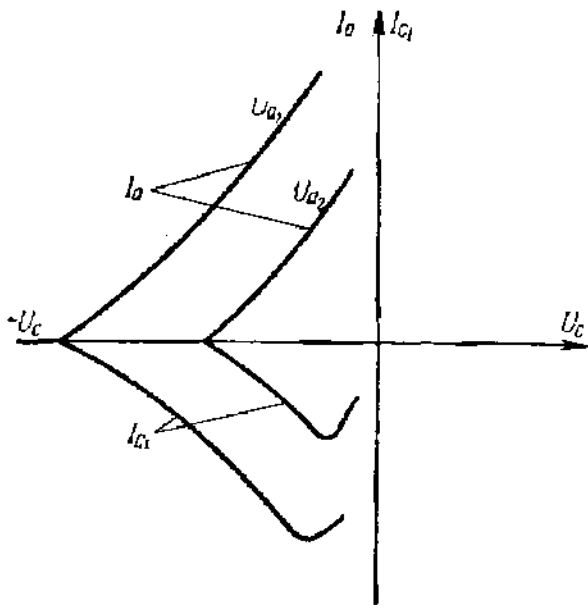


Рис. 357. Характеристики ионных сеточных токов при  $U_c < 0$ .

на  $\text{Ni}$ ,  $\text{Mo}$  и  $\text{W}$ , из которых обычно изготавливают сетки. Танталовые сетки, применяемые в генераторных лампах, для увеличения работы выхода подвергают карбидированию.

С фотоэлектронной эмиссией вообще приходится считаться только в электрометрических лампах, сеточные токи которых должны быть особенно малы.

Чтобы получить сеточную характеристику, нужно в общем случае сложить все компоненты тока  $I_{ce}$ ,  $I_{ci}$ ,  $I_{cs}$  и  $I_{c,t}$ , как это сделано на рис. 358. Очень слабый ток  $I_{c,f}$  на этом рисунке не принят во внимание. При приближении к  $U_c > 0$ , когда  $I_{ce}$  делается много больше всех остальных компонент, результирующий ток быстро возрастает.

**5. Сеточные токи при  $U_c > 0$ . Динатронный эффект.** При  $U_c > 0$  вид характеристик определяется законами первичного токораспределения и вторичной эмиссией сетки и анода. Изменение

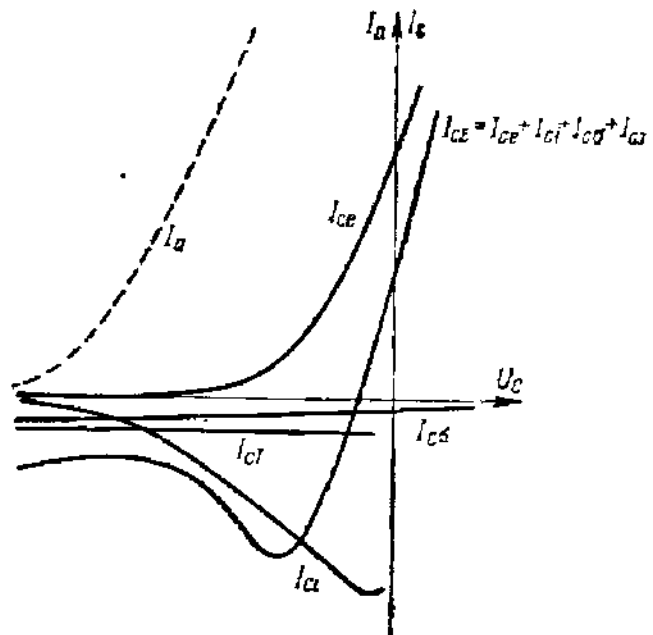


Рис. 358. Суммарная характеристика сеточного тока при  $U_c < 0$ .

силы тока во внешней цепи под влиянием вторичной эмиссии с электродов лампы часто называют динаatronным эффектом.

Разберем, каков вид анодно-сеточных ( $I_a, U_c$ ) характеристик и сеточных ( $I_c, U_c$ ) характеристик при большом анодном напряжении и  $U_c > 0$ . Они изображены схематически на рис. 359, а и б. Если

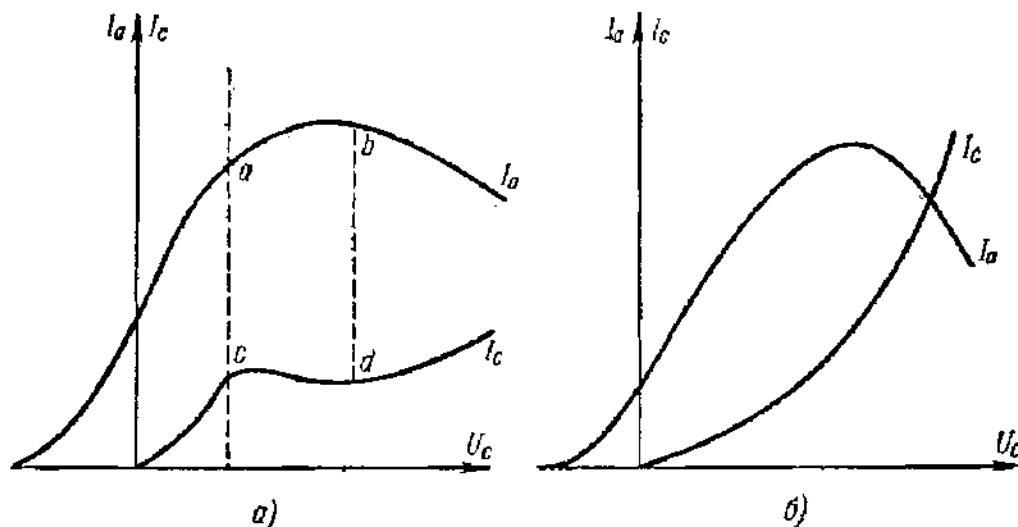


Рис. 359. Влияние вторичной эмиссии на характеристики ( $I_a, U_c$ ) и ( $I_c, U_c$ ).

$U_a > 0$  и достаточно велико, то при переходе  $U_c$  через нуль в триоде существует режим перехвата и  $I_c$  растет, во-первых, в связи с увеличением тока катода  $I_k = I_a \div I_c$  и, во-вторых, за счет увеличения доли электронов, попадающих на сетку (рис. 359, а). Вначале после перехода  $U_c$  через нуль  $U_a > U_c$  и рост  $I_c$  несколько замедляется из-за оттягивания к аноду вторичных электронов с сетки, но  $U_c$  мало и вторичных электронов немного, так что влияние вторичной эмиссии на ход анодно-сеточной характеристики незначительно. Пусть насыщение достигается при  $U_c < U_a$ . На почти горизонтальном участке тока насыщения динаatronный эффект будет заметен:  $I_a$  будет немного увеличиваться, а  $I_c$  уменьшаться (участки  $ab$  и  $cd$ ). При приближении  $U_c$  к  $U_a$  еще при  $U_c < U_a$  вторичные электроны с анода за счет своих начальных скоростей начнут попадать на сетку. Ток  $I_a$  начнет падать, а  $I_c$  быстро расти. Ток  $I_c$  может сделаться больше  $I_a$ , и может оказаться, что сетка не в состоянии выдержать возросшую нагрузку; тогда измерение характеристик придется прекратить еще на участках  $ab$  и  $cd$ .

Несколько иной вид будут иметь характеристики, если  $U_a$  невелико (рис. 359, б). Сначала вид характеристики будет таким же, как на рис. 359, а. Но  $U_c$  начинает приближаться к  $U_a$  еще до наступления насыщения и пологие участки  $ab$  и  $cd$  характеристик исчезают.  $I_a$  за счет вторичных электронов, отходящих к сетке, падает, а  $I_c$  все время растет.



На рис. 360 показаны экспериментально измеренные характеристики генераторной лампы, рассчитанной на работу при  $U_c > 0$  (триод ГД-100 старого типа). Это правая лампа, так как у нее  $\mu = 95 \div 85$ . Легко усмотреть соответствие между рис. 359 и 360; нужно при этом иметь в виду, что экспериментально во избежание

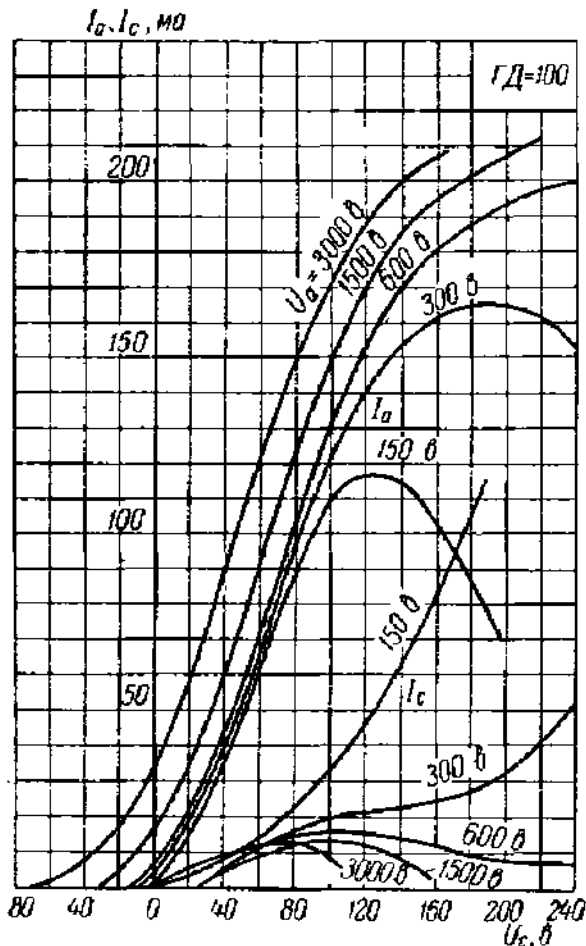


Рис. 360. Характеристики генераторного триода ГД-100.

анодного тока (рис. 361, кривые 2 и 3);  $I_a$  опять возрастает при дальнейшем росте  $U_a$ , так как  $U_a$  делается больше  $U_c$ . На анодной характеристике образуется падающий участок, на протяжении которого  $R_i = \frac{\partial U_a}{\partial I_a}$  отрицательно. Это значит, что триод в этом режиме может обеспечить передачу энергии от батареи к колебательному контуру и последний может самовозбуждаться. На использовании падающей анодной характеристики основан динатронный триодный генератор. Падающая характеристика легче получается в тетроде (§ 35). Тетродный динатронный генератор описывается в курсах радиотехники.

На рис. 362 изображена анодная характеристика генераторного триода ГД-50 при  $U_c = 600$  в, имеющая падающий участок. На том же рисунке приведена и  $(I_c, U_a)$ -характеристика этой лампы.

перегрузки сетки удается измерить только часть характеристики.

Если  $U_c > 0$ , но невелико, то динатронный эффект практически не сказывается на форме анодных характеристик  $(I_a, U_a)$ . На их форме сказывается только первичное токораспределение:  $I_a$  растет медленнее, так как часть электронов захватывается сеткой. В результате характеристики оказываются вогнутыми вниз, а не вверх, как характеристики при  $U_c < 0$ , и при больших  $U_a$  на них намечается переход к насыщению (см. рис. 352, а), где хорошо виден переход от режима возврата к режиму прямого перехвата.

Рассмотрим теперь влияние динатронного эффекта на зависимость  $I_a$  и  $I_c$  от  $U_a$  при  $U_c \gg 0$ .

Если  $U_c$  велико, то вторичная эмиссия с анода делается вполне заметной еще при  $U_a < U_c$ . Вторичные электроны с анода увлекаются к сетке, рост  $I_a$  замедляется, и может начаться падение

Форму характеристики легко себе уяснить. На ее начальном участке в триоде устанавливается режим возврата, для которого характерно быстрое падение  $I_c$  при росте  $U_a$ . Режим возврата еще при  $U_a < U_c$  переходит в режим перехвата, и падение  $I_c$  замедляется. На рис. 362 этот участок характеристики едва намечается, так как возникает динаatronный эффект и  $I_c$  начинает опять расти за счет вторичных электронов с анода. Но если измерять характеристику ( $I_c, U_a$ ) при небольшом значении  $U_c$ , то влияние динаatronного эффекта исчезает и она будет иметь вид кривой 4 на рис. 361. На рис. 352, а приведены характеристики этого вида для триода УБ-107.

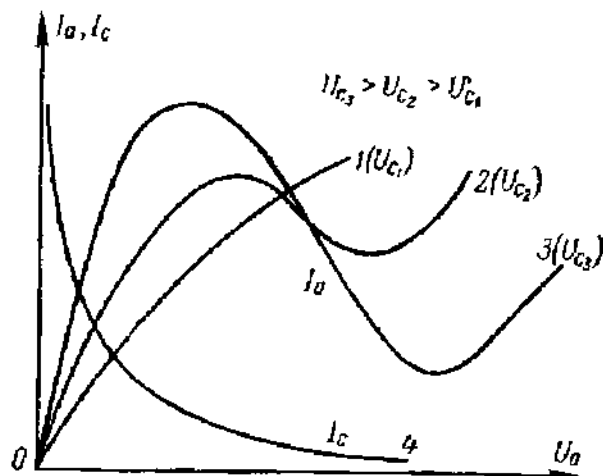


Рис. 361. Влияние вторичной эмиссии на характеристики ( $I_a, U_a$ ). На рисунке  $U_{c3} > U_{c2} > U_{c1}$ . Кривая 4 дает зависимость  $I_c$  от  $U_a$  при небольшом значении  $U_c$ .

При анализе переменных процессов в триоде, кроме введенного выше входного сопротивления  $R_{вх} = \frac{\partial U_c}{\partial I_c}$ , приходится пользоваться еще одним дифференциальным параметром, а именно проход-

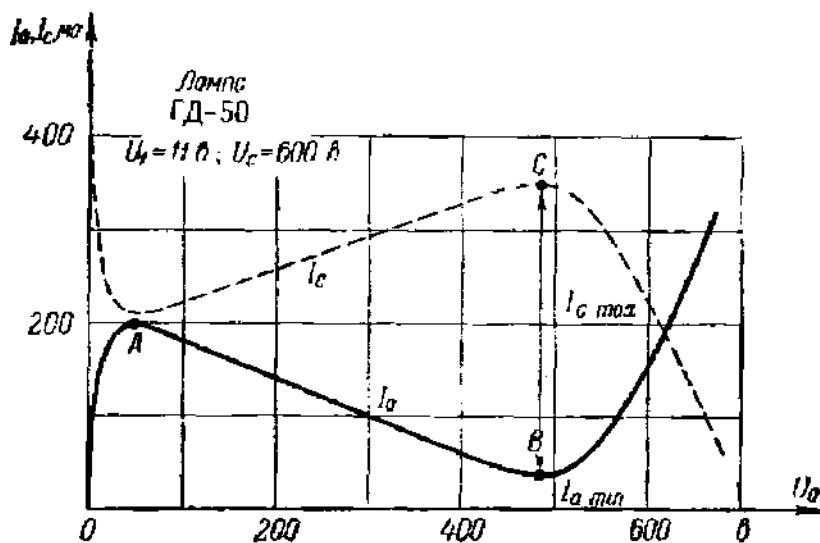


Рис. 362. Характеристики ( $I_a, U_a$ ) и ( $I_c, U_a$ ) генераторного триода ГД-50 при  $U_c = +600$  в.

ной проводимостью  $Y_{прох}$ . Под проходной проводимостью подразумевают величину

$$Y_{прох} = \frac{1}{R_{прох}} = \frac{\partial I_c}{\partial U_a}$$

Этот параметр учитывает, очевидно, влияние анодного напряжения  $U_a$  на цепь сетки. Как видно из рис. 361 или 362, при  $U_c > 0$ ,  $Y_{прох}$

остаётся малой (при  $U_c < 0$ , когда ток сетки всегда близок к нулю, будет  $Y_{\text{прох}} \approx 0$ ) везде, за исключением не имеющей большого практического значения для триода области возврата. Но это справедливо только для статической проводимости, обнаруживающейся при очень медленных изменениях  $U_a$ . Быстропеременное анодное напряжение может влиять на цепь сетки через ёмкость  $C_{a,c}$ .

**6. Замечание об аппроксимации характеристик триода.** На отдельных участках характеристики вид ее зависит от разнообразных физических факторов. В связи с этим, естественно, характеристика не описывается единым уравнением, выводимым из физических соображений. Между тем при математическом анализе работы триода в схеме часто необходимо иметь уравнение, охватывающее очень протяжённую часть характеристики, иногда от запертого состояния до состояния насыщения триода включительно. Это можно сделать приближенно, подбирая подходящее математическое выражение, которое, как говорят, аппроксимирует характеристику. Существует несколько различных способов аппроксимирования характеристики, между которыми при теоретических расчетах выбирают тот, который удобен для расчетов и хорошо аппроксимирует рабочий участок характеристики.

Примеры различных аппроксимаций можно найти в специальных руководствах (см., например, [Л.5.1, гл. 7]).

**7. Применения триодов. Примеры конструкций.** В течение первого периода ламповой радиотехники в приемниках применялись так называемые универсальные триоды. Повышение требований к лампам привело к появлению многосеточных ламп и вытеснению триодов из большинства узлов радиоприемных устройств и к разработке специализированных типов триодов. В настоящее время по классу приемно-усилительных ламп, если исключить диапазон с. в. ч., большинство типов триодов, изготавливаемых промышленностью, предназначается для усиления напряжения и мощности низкой частоты. Среди триодов этого назначения большинство относится к числу комбинированных ламп; таковы двойные триоды и двойные диоды-триоды. В качестве примера на рис. 363 показан двойной диод-триод 6Г7, предназначенный для детектирования (диодная часть) и усиления напряжения низкой частоты (триодная часть). Этот рисунок дает представление о конструкциях низкочастотных приемно-усилительных ламп. В триодах для усиления мощности низкой частоты применяют, хотя и не всегда, катоды прямого накала (триоды 1Н3С, 6С4С).

Другая область радиотехники, где триод сохраняет прочные позиции, — это генерирование и усиление мощности колебаний в радиопередающих устройствах как в непрерывном, так и в импульсном режимах. Триоды применяются только в установках большой мощности, а в генераторах и усилителях малой и средней мощности в настоящее время используют тетроды и пентоды. Генераторные триоды имеют существенные конструктивные особенности, связанные

с тем, что они работают при больших мощностях, что требует надежной изоляции и хорошего охлаждения электродов, в первую очередь анода. Для улучшения теплоотдачи анода применяют принуди-

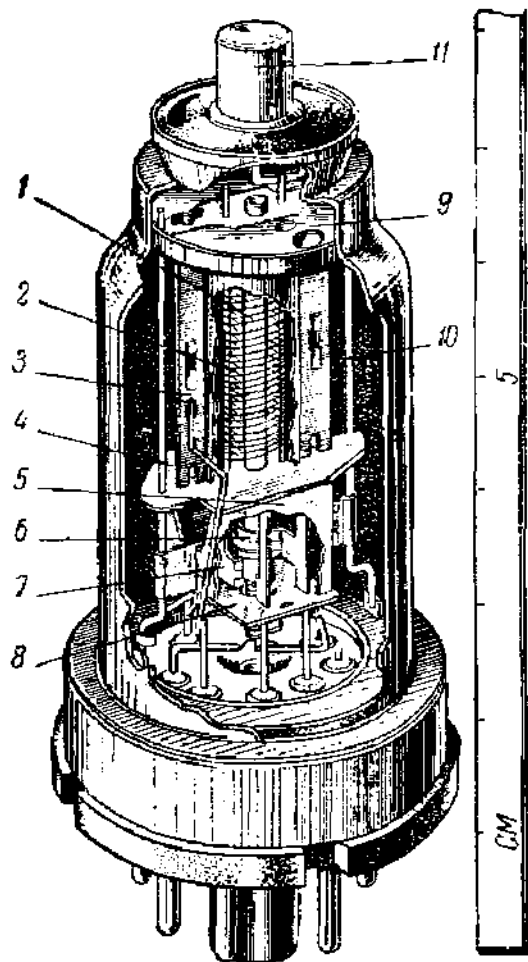


Рис. 363. Двойной диод-триод 6Г7.

1—катод; 2—сетка; 3—анод; 4, 8—слюдяная пластинка; 5—металлический коробчатый экран; 6, 7—аноды диодов; 9—металлическая тарелочка, к которой приварены стержни 10; 11—вывод сетки.

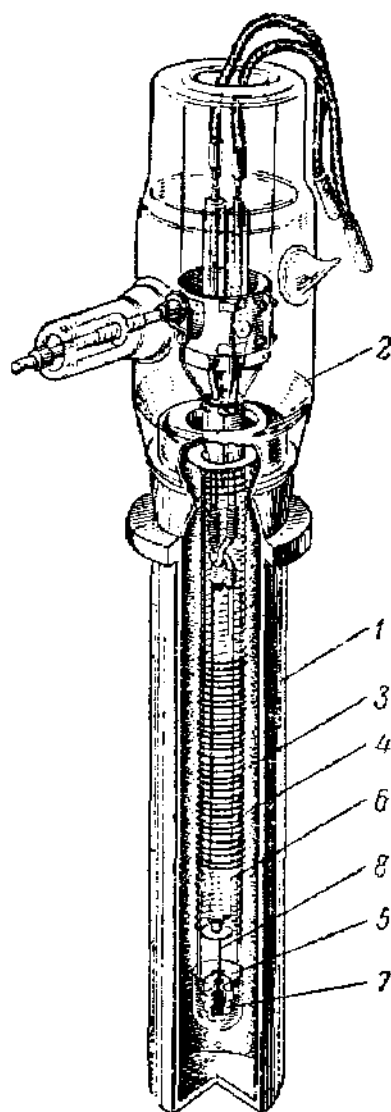


Рис. 364. Генераторный триод Г-431 с водяным охлаждением анода.

1—анод; 2—баллон; 3—сетка; 4—траверсы сетки; 5—изолятор, фиксирующий положение катода по отношению к сетке; 6—катод; 7—изолятор, через который проходит конец центрирующего стержня 8. Длина баллона триода Г-431 — 65 см.

тельное охлаждение его потоком воздуха или проточной воды. Пример мощного генераторного триода приведен на рис. 364. Это триод Г-431 с водяным охлаждением анода, рассчитанный на номинальную выходную мощность 30 *квт* и допускающий длительное рассеяние на аноде мощности до 20 *квт*. Выводы от электродов выне-

сены в разные стороны баллона в связи с тем, что рабочие напряжения велики ( $U_a = 15\,000$  в). Наиболее мощные генераторные лампы делают разборными и при работе подключают их к непрерывно действующей насосной установке.

### § 43. Триод в динамическом режиме. Недостатки триодов

В подавляющем большинстве случаев в устройствах, использующих триоды, напряжения на электродах и токи в цепях, к ним подключенных, имеют как постоянные, так и переменные слагающие. В этих случаях говорят о динамическом режиме работы триода. С динамическим режимом приходится иметь дело в усилителях, генераторах и т. д.

1. Триод в динамическом режиме. Динамические параметры. Изучение динамического режима триода тесно связано с изучением того устройства, где этот триод используется и где он выступает как элемент схемы. Изучение работы триода в схемах не входит в нашу задачу, и мы ограничимся здесь изложением немногих вопросов, из которых можно усмотреть те свойства триодов, которые ограничили область их применения и привели к их замене в ряде случаев многосеточными лампами, как, например, в усилителях высокой частоты.

Рассмотрим упрощенную схему усилительного каскада (рис. 365). На сетку триода, кроме смещения батареи  $\mathcal{E}_c$ , подается небольшое

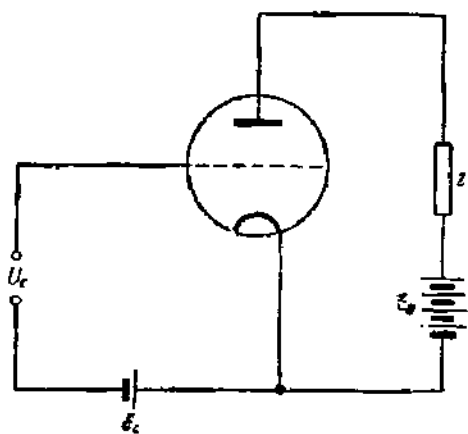


Рис. 365. Триод с нагрузкой в анодной цепи.

переменное напряжение, которое мы будем называть входным напряжением или напряжением сигнала. Наличие переменной составляющей сеточного напряжения приводит к появлению переменной составляющей анодного тока, которая, протекая по нагрузке  $Z$ , создает на ее зажимах переменное напряжение, форма которого более или менее точно воспроизводит форму сигнала. Напряжение на  $Z$ , которое мы будем называть выходным напряжением, может быть во много раз больше, чем напряжение сигнала. Мощность, вы-

деляемая переменной составляющей анодного тока в  $Z$ , также может значительно превосходить мощность, расходуемую в цепи сетки. В схеме происходит усиление напряжения и мощности сигнала, и нашей задачей будет выяснение того, насколько триод пригоден для целей усиления как низких, так и высоких частот.

Если мы предположим, что частота не очень высока, то влиянием инерции электронов можно пренебречь и считать, что соотношения между мгновенными значениями напряжений и токов в триоде можно определять из статических характеристик, что вполне допустимо,

если период колебаний много больше времени пролета электронов в триоде. Это условие нарушается только в диапазоне сверхвысоких частот, начиная минимум с нескольких десятков мегагерц.

Будем при изучении динамического режима обозначать мгновенные значения переменных составляющих анодного тока и напряжений  $I_a$ ,  $U_a$ ,  $U_c$ , их амплитуды  $I_{a0}$ ,  $U_{a0}$ ,  $U_{c0}$ , постоянные слагающие анодного тока и напряжения батарей  $\mathcal{E}_a$ ,  $\mathcal{E}_c$  и мгновенные значения полного тока и напряжений  $i_a$ ,  $u_a$ ,  $u_c$ . По закону Ома для анодной цепи можно написать:

$$i_a = \frac{\mathcal{E}_a - u_a}{R_a} = \frac{\mathcal{E}_a}{R_a} - \frac{u_a}{R_a}, \quad (43.1)$$

где  $R_a$  — нагрузка анодной цепи, которую мы пока будем считать чисто омической.

Уравнение (43.1) на плоскости координат  $i_a$ ,  $u_a$ , т. е. на плоскости анодных характеристик лампы, определяет прямую, пересекающую оси в точках  $(0, \mathcal{E}_a)$  и  $(\frac{\mathcal{E}_a}{R_a}, 0)$  с углом наклона, тангенс которого равен  $-\frac{1}{R_a}$ . Эту прямую, положение которой вполне определяется параметрами внешней цепи  $\mathcal{E}_a$  и  $R_a$  и не зависит от свойств триода, называют линией нагрузки \*).

Зависимость между  $u_c$  и  $i_a$  при включенной в анодную цепь нагрузке называется динамической анодно-сеточной характеристикой. Каждому напряжению анодной батареи  $\mathcal{E}_a$  соответствует семейство динамических характеристик, отличающихся друг от друга величиной  $R_a$ . Наклон динамических характеристик к оси абсцисс тем больше, чем больше  $R_a$ . Это следует из того, что приращениям  $\Delta u_c$  при наличии  $R_a$  в анодной цепи соответствуют меньшие приращения  $\Delta i_a$ , так как анодное напряжение  $u_a$  в схеме рис. 365 не остается постоянным и каждый раз уменьшается на величину  $\Delta u_a = R_a \Delta i_a$ . Все динамические характеристики, соответствующие заданному  $\mathcal{E}_a$ , начинаются из общей точки — основания статической характеристики, построенной при анодном напряжении  $u_a = \mathcal{E}_a$ . В самом деле, из соотношения  $u_a = \mathcal{E}_a - i_a R_a$  видно, что анодное напряжение  $u_a \rightarrow \mathcal{E}_a$  при  $i_a \rightarrow 0$ , каково бы ни было значение  $R_a$ . Динамические характеристики можно получить экспериментально, включая различные омические сопротивления в анодную цепь обычной схемы для измерения статических характеристик.

На рис. 366, а и б показаны для триода 6С5 (триод для усиления напряжения низкой частоты) вместе с семейством статических характеристик нагрузочные прямые и динамические анодно-сеточные характеристики для  $\mathcal{E}_a = 250$  в и  $R_a = 10^4$ ;  $1,67 \cdot 10^4$  и  $5 \cdot 10^4$  ом.

\* ) Каждому режиму триода, характеризуемому режимами  $i_a$ ,  $U_a$ ,  $U_c$ , соответствует точка на линии нагрузки. В динамическом режиме эта изображающая точка перемещается по линии нагрузки и характер ее движения зависит от свойств триода. В связи с этим линии нагрузки называют анодными динамическими характеристиками триода.

Как было найдено выше (§ 42), изменение анодного тока равно

$$di_a = S du_c + \frac{1}{R_i} du_a. \quad (43.2)$$

Но из формулы (43.1) следует, что если  $R_a \neq 0$  и  $\mathcal{E}_a = \text{const}$ , то

$$du_a = -R_a di_a, \quad (43.3)$$

и из (43.2) и (43.3) получается, что крутизна динамической характеристики

$$S_d = \frac{di_a}{du_c} = \frac{S}{1 + \frac{R_a}{R_i}} = \frac{R_i S}{R_a + R_i} = \frac{\mu}{R_a + R_i}. \quad (43.4)$$

Динамическая крутизна  $S_d$  при увеличении  $R_a$  уменьшается, т. е. динамическая характеристика идет все более полого. При  $R_a \gg R_i$ , как следует из (43.4),  $S_d \approx \mu/R_a = \text{const}$ , т. е. динамическая характеристика почти прямолинейна. Большое  $R_a$  «спрямляет» динамическую характеристику (ср. рис. 366). При  $R_i \gg R_a$   $S_d \approx S$ , т. е. статической крутизне.

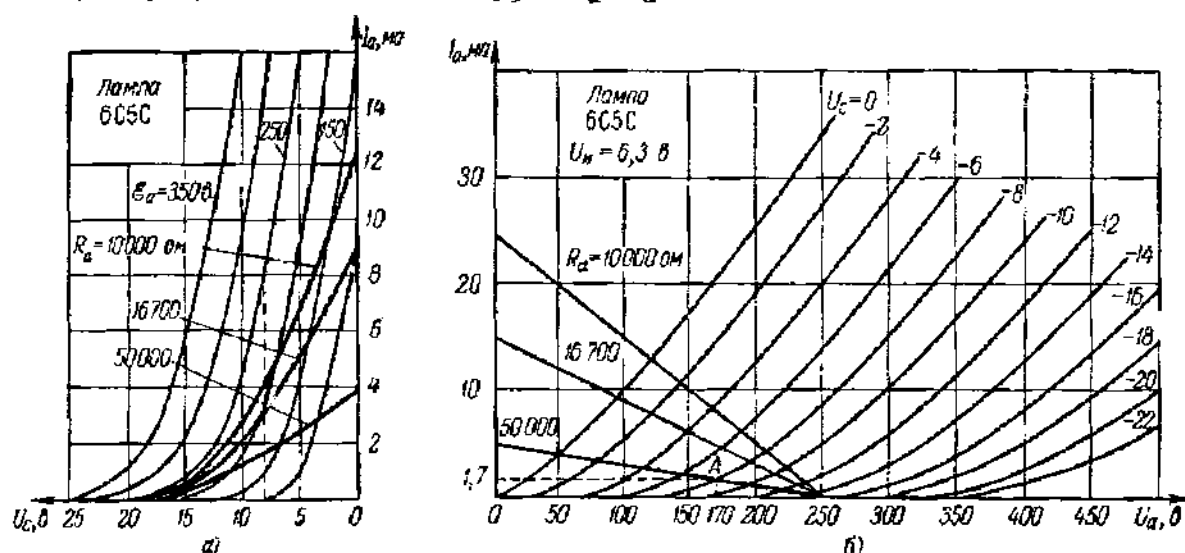


Рис. 366. Характеристики триода 6C5.

а — впадно-сеточные статические и динамические характеристики; б — анодные характеристики в линии нагрузки при  $R_a = 10^4$ ,  $1,67 \cdot 10^4$  и  $5 \cdot 10^4$  Ом.

Напряжение на нагрузке  $u_{R_a}$  может быть использовано, например, для подачи его на сетку лампы следующей ступени (каскада) усиления. Поэтому коэффициентом усиления каскада или динамическим коэффициентом усиления называют величину

$$\mu_d = \frac{du_{R_a}}{du_c} = R_a \frac{di_a}{du_c} = R_a S_d = \frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{R_a}}. \quad (43.5)$$

Если анодная нагрузка комплексная, то  $du_{Z_a} = Z_a di_a$  и

$$\mu_d = \frac{du_{Z_a}}{du_c} = Z_a S_d = \frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{Z_a}}. \quad (43.6)$$

Динамический коэффициент усиления в этом случае комплексная величина и  $du_{z_a}$  сдвинуто по фазе относительно  $du_c$ . Уравнение (43.2) связывает между собой малые приращения  $di_a$ ,  $du_a$ ,  $du_c$ . Так как в любой момент времени

$$U_c = u_c - \mathcal{E}_c, \quad U_a = u_a - \mathcal{E}_a, \quad I_a = i_a - \mathcal{J}_a,$$

то мгновенные значения  $U_c$ ,  $U_a$ ,  $I_a$  представляют собой приращения постоянных слагающих  $\mathcal{E}_c$ ,  $\mathcal{E}_a$ ,  $\mathcal{J}_a$ , и если амплитуды малы, то в уравнении (43.2) можно дифференциалы  $di_a$ ,  $du_c$ ,  $du_a$  заменить соответствующими мгновенными значениями переменных составляющих. Получается уравнение

$$\mu U_c = R_i I_a + R_a I_a, \quad (43.7)$$

которому можно придать следующий смысл: при рассмотрении переменных процессов в анодной цепи усилительного каскада можно лампу заменить фиктивным генератором переменного тока с эдс  $\mu U_c$  и внутренним сопротивлением  $R_i$ . Тогда получится эквивалентная схема, изображенная на рис. 367; на ней отсутствуют анодная батарея — источник постоянной эдс и цепь сетки, роль которой по отношению к анодной цепи ограничивается созданием переменной эдс, равной  $\mu U_c$ .

Из уравнения (43.7) следует, что знак эдс  $\mu U_c$  выбран так, что положительному значению эдс сигнала  $U_c$  соответствует положительное направление тока  $I_a$ , т. е. направление, совпадающее с действительным направлением постоянной слагающей тока в анодной цепи каскада. Это направление отмечено стрелкой на рис. 367.

Положительный знак эдс сигнала  $U_c$  соответствует повышению потенциала сетки по отношению к катоду. Положительное направление  $U_c = U_{вх}$  также отмечено на рис. 367, где пунктиром показан провод, соединяющий цепь сетки с катодным вводом.

Динамический коэффициент усиления  $\mu_d = U_{R_a} / U_c$  дает непосредственно усиление каскада по напряжению. Из (43.5) следует, что  $\mu_d$  возрастает при увеличении  $R_a$  и  $\mu_d \rightarrow \mu$  при  $R_a / R_i \rightarrow \infty$ . При  $R_a / R_i \geq 4$ ,  $\mu_d > 0,8 \mu$ , и, при дальнейшем увеличении  $R_a / R_i$ ,  $\mu_d$  растет уже медленно. На практике при больших значениях  $R_a / R_i$  увеличение  $R_a$  при постоянном  $\mathcal{E}_a$  может не дать никакого роста  $\mu_d$ . Непрерывный рост  $\mu_d$  в согласии с формулой (43.5) получится, если параллельно увеличению  $R_a$  будет увеличиваться и  $\mathcal{E}_a$ . Увеличение  $R_a$  при постоянном  $\mathcal{E}_a$  приводит к смещению рабочей точки на

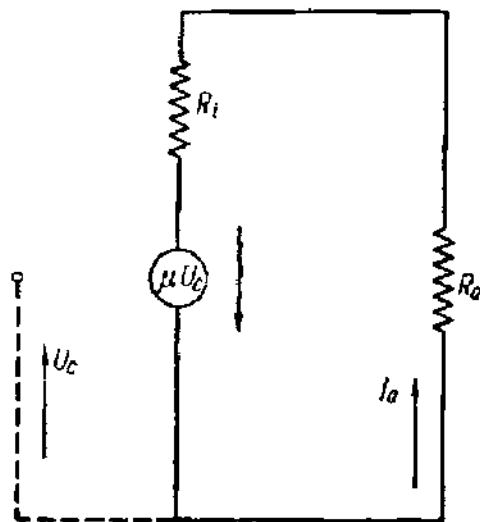


Рис. 367. Эквивалентная схема анодной цепи триода.



плоскости  $I_a, U_c$  вниз, т. е. ближе к основанию анодно-сеточных характеристик. Как известно (§ 42), вблизи основания характеристик  $R_i$  возрастает, а  $\mu$  уменьшается, так что  $\mu_a = \frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{R_a}}$  может даже стать

меньше. В усилителях напряжения на триодах  $R_a/R_i$  лежит обычно в пределах  $2 \div 5$ .

Рассмотрим, при каких условиях основная гармоника анодного тока выделит в анодной нагрузке  $R_a$  наибольшую мощность. Мощность в нагрузке равна

$$P = \frac{1}{2} R_a I_{a0}^2 \quad (43.8)$$

Так как (см. (43.4)) для любых мгновенных значений переменных составляющих

$$I_a = S_d U_c = \frac{\mu}{R_a + R_i} U_c$$

то

$$I_{a0} = \frac{\mu}{R_a + R_i} U_{c0} \quad (43.9)$$

$$P = \frac{1}{2} R_a U_{c0}^2 \frac{\mu^2}{(R_a + R_i)^2} \quad (43.10)$$

При изменении  $R_a$  максимум  $P$ , как легко показать, получится при  $R_a = R_i$ , т. е. сопротивление нагрузки равно внутреннему сопротивлению источника эдс (здесь фиктивного), как это получается для любой цепи. Эта максимальная мощность равна

$$P_{\max} = \frac{1}{8} \frac{\mu^2}{R_i} U_{c0}^2 = \frac{1}{8} \mu S U_{c0}^2 \quad (43.11)$$

Величина

$$G = \mu S = \frac{\mu^2}{R_i} \quad (43.12)$$

называется добротностью лампы. Ее можно рассматривать как особый параметр триода. Формула (43.11) не имеет большого практического значения, так как для практики интересна максимальная неискаженная мощность. Анализ этого случая можно найти в руководствах по усилителям. Оказывается, что максимальная неискаженная мощность получается при  $R_a = 2R_i$ , и по формуле (43.10)

$$(P_{\max})_{\text{неиск}} = \frac{1}{9} \mu S U_{c0}^2 = \frac{1}{9} G U_{c0}^2 \quad (43.13)$$

Следовательно, параметр  $G$  и в этом случае определяет максимальную мощность.

**2. Учет междуэлектродных емкостей.** В анализе усилительного каскада до сих пор не было учтено влияние междуэлектродных емкостей. Чтобы это сделать, начертим вновь эквивалентную схему,

нанеся на нее междуэлектродные емкости и добавив к ней цепь сетки (рис. 368, *a* и *б*. Анодная и сеточная батареи отсутствуют и на этой эквивалентной схеме, так как на практике они бывают шунтированы большими емкостями и их действие сводится к установлению определенного положения покая рабочей точки.) На рис. 368 отсутствует также емкость  $C_{a,к}$ , которую можно считать включенной в импеданс нагрузки  $Z_a$ .

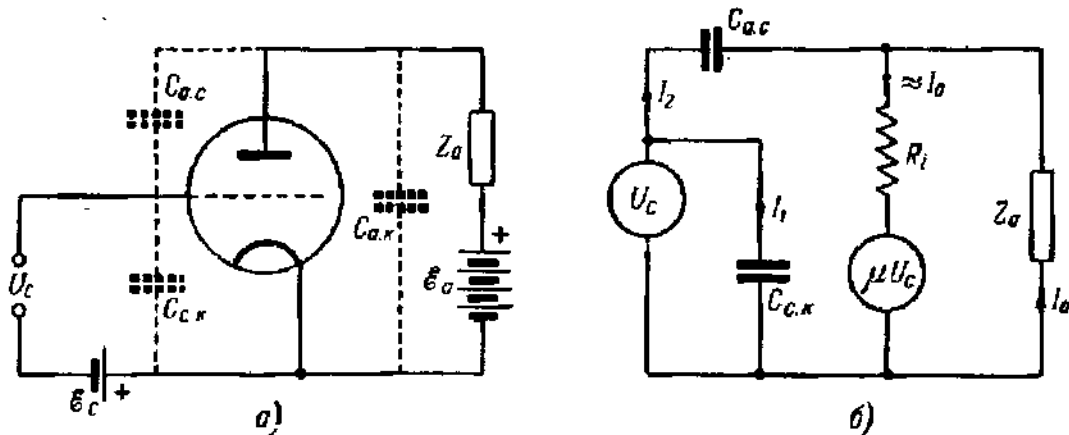


Рис. 368. *a* — триод с нагрузкой в цепи анода (на схеме отмечены емкости  $C_{c,к}$ ,  $C_{a,с}$ ,  $C_{a,к}$ ); *б* — эквивалентная схема.

Так как емкость  $C_{a,c}$  невелика, то можно предположить, что  $I_2 \ll I_a$ . Это предположение, существенно упрощающее расчеты, хорошо выполняется для всех частот, кроме самых высоких. Тогда в  $R_i$  течет ток  $I_a$ , как и в упрощенной схеме на рис. 367, и по-прежнему

$$I_a Z_a = \frac{\mu U_c}{R_i + Z_a} Z_a = \frac{\mu U_c}{1 + \frac{R_i}{Z_a}}. \quad (43.14)$$

Из эквивалентной схемы рис. 368, *б* следует:

$$I_1 = j\omega C_{c,к} U_c \quad (43.15)$$

$$I_2 = j\omega C_{a,c} (U_c + I_a Z_a). \quad (43.16)$$

Из (43.14) — (43.16) легко получить:

$$I_c = I_1 + I_2 = U_c \left\{ j\omega C_{a,c} \left( 1 + \frac{\mu Z_a}{R_i + Z_a} \right) + j\omega C_{c,к} \right\}. \quad (43.17)$$

Представляя импеданс нагрузки в виде

$$Z_a = R_a + jX_a$$

для входной проводимости (проводимости цепи сетки на рабочей частоте  $\omega$ ), после простых преобразований получим:

$$Y_{\text{вх}} = \frac{I_c}{U_c} = - \frac{\mu \omega C_{a.c} R_i X_a}{(R_i + R_a)^2 + X_a^2} + j\omega \left\{ C_{c.k} + C_{a.c} \left[ 1 + \mu \frac{(R_i + R_a) R_a + X_a^2}{(R_i + R_a)^2 + X_a^2} \right] \right\} = g + jb. \quad (43.18)$$

Уравнение (43.18) показывает, что всегда  $b > 0$ , т. е. реактивная составляющая входной проводимости всегда имеет емкостный характер. Пусть нагрузка чисто активная, т. е.  $X_a = 0$ . Тогда

$$g = 0, \quad b = \omega \left[ C_{c.k} + C_{a.c} \left( 1 + \frac{\mu R_a}{R_i + R_a} \right) \right] = \omega [C_{c.k} + C_{a.c} (1 + \mu_d)]. \quad (43.19)$$

Входная проводимость чисто реактивная емкостная, и входная емкость триода равна

$$C_{\text{вх}} = C_{c.k} + C_{a.c} (1 + \mu_d). \quad (43.20)$$

Так как обычно  $\mu_d \gg 1$ , то входная емкость в основном зависит от емкости сетка—анод или проходной емкости. Большая входная емкость нежелательна, так как в многокаскадном усилителе она оказывается включенной параллельно анодной нагрузке предыдущей лампы. С изменением частоты меняется  $\omega C_{\text{вх}}$  и шунтирующее действие также меняется, что может привести к искажениям усиливаемого сигнала.

Активная составляющая входной проводимости

$$g = - \frac{\mu \omega C_{a.c} R_i X_a}{(R_i + R_a)^2 + X_a^2} \quad (43.21)$$

может равняться нулю только, если  $X_a = 0$  или при каком угодно  $X_a$  если  $C_{a.c} = 0$ . Условие  $X_a = 0$  означает, что нагрузка чисто активная — это бывает редко. Если  $X_a = \omega L_a - \frac{l}{\omega C_a} < 0$ , то  $g > 0$  — в нагрузке преобладает емкость; если  $X_a = \omega L_a - \frac{l}{\omega C_a}$ , то  $g < 0$  — в нагрузке преобладает индуктивность.

Если  $g > 0$ , то это означает добавочное поглощение энергии цепью сетки, а если  $g < 0$ , то, наоборот, энергия из анодной цепи переходит по связи, осуществляемой через емкость  $C_{a.c}$ , в цепь сетки. Это явление носит название регенерации, и при большой связи усилитель может начать генерировать. В усилителе генерация совершенно недопустима, но и для генератора с самовозбуждением неконтролируемая обратная связь через лампу не всегда желательна. Поэтому выгодно иметь как можно меньшее  $C_{a.c}$ , во всяком случае в усилительных триодах. В триодах для усиления напряжения  $C_{a.c}$

лежит в пределах 1,5—3,5 *пф* и в триодах для усиления мощности доходит до 16 *пф*. Такая большая емкость  $C_{a.c}$  (проходная емкость) триода составляет его крупный недостаток. Но в триоде эту емкость уменьшить в нужной мере невозможно. Это обстоятельство было одной из главных причин появления тетродов и пентодов.

**3. Причины появления многосеточных ламп.** Существуют и другие причины появления многосеточных ламп. Например, для усилительных ламп существенно иметь левую характеристику при не слишком высоком анодном напряжении. Так как напряжение сдвига анодно-сеточной характеристики  $U_{c0} = -U_a/\mu$ , то очевидно, что это требование ограничивает наибольшую практически доступную величину коэффициента усиления. Усилительные триоды с  $\mu > 60 \div 70$  встречаются редко.

Внутреннее сопротивление триода  $R_i = \mu/S$ , и так как крутизну  $S$  делать небольшой невыгодно, то  $R_i$  получается самое большое порядка десятков тысяч ом. Например, для высокочастотного триода 6С1Ж  $\mu = 26$ ,  $S = 2,25 \text{ ма/в}$ ,  $R_i = 11\,600 \text{ ом}$  и даже при  $S = 1 \text{ ма/в}$  и  $\mu = 50$   $R_i = 50\,000 \text{ ом}$ . Лампа с небольшим внутренним сопротивлением вносит при подключении к контуру затухание, резко ухудшающее его избирательность. Кроме того, в 30-х годах появились методы приема и модуляции, для реализации которых оказалось необходимым воздействовать на электронный поток между сеткой и анодом не один, а несколько раз. Таковы основные причины появления многосеточных ламп.

**4. Из истории триода.** Заканчивая раздел, посвященный триоде — прибору, занимавшему центральное место в радиотехнике и электронике в 1915—1930 гг., следует сказать несколько слов о его истории. Изобретение триода, по-видимому, следует приписать Ли де Форесту (США), который в 1909 г. ввел в диод третий электрод — сетку. Довольно быстро триоды стали применяться для усиления, а во время первой мировой войны появились и ламповые генераторы. Триоды стали играть важную роль в радиосвязи — сначала в радиоприемных устройствах. Но теория триода отставала; например, привычные теперь понятия параметров лампы, динамических характеристик и т. д. еще не вошли в теоретические расчеты. Конструирование ламп было основано целиком на опыте. Разработку основ триода зарубежными учеными надо отнести к 1918—1920 гг. (Иккльс, Вандер-Бийль, Баркгаузен, Валлаури и др.).

Эти же годы были годами быстрого развития отечественной электроники, связанного с работами Нижегородской радиолaborатории (НРЛ) и ее руководителя М. А. Бонч-Бруевича.

Радиосвязь в России, работавшая исключительно на импортных лампах, оказалась в 1918 г. в условиях жесткой блокады, перед угрозой полного паралича. Учитывая огромную важность радиосвязи в условиях гражданской войны и блокады, правительство приняло решение об организации научного центра по радиосвязи. Этим

центром и была НРЛ, декрет об организации которой был подписан В. И. Лениным в начале 1918 г.

Первой задачей, поставленной перед НРЛ, была задача снабжения радиосвязи приемными лампами. Несколько позднее была поставлена и вторая задача: разработка дальней радиотелефонной связи, «газеты без бумаги и расстояния», как ее назвал Ленин.

Центральной частью второй задачи была разработка мощных генераторных ламп. Перед НРЛ встали огромные трудности. В царской России не было заводов радиоламп; только в лабораторных условиях изготовляли небольшие партии ламп (Н. Д. Папалекси, 1914—1917 гг.). Все проблемы технологии электровакуумного производства (металлы, стекло, приемы сборки и пайки) и вакуумтехники (насосы, техника обезгаживания) надо было решать с самого начала. Само собой разумеется, что получение технической помощи из-за границы было исключено. Между тем для решения задач, поставленных перед НРЛ, жизнь давала самые короткие сроки.

В НРЛ были собраны лучшие специалисты, находившиеся тогда в пределах Советской России (М. А. Бонч-Бруевич, В. М. Лещинский, Д. А. Рожанский, В. К. Лебединский, В. В. Татаринов, А. Ф. Шорин, Б. А. Остроумов и др.). Радиолaborатории были переданы значительные материальные средства\*).

Уже через несколько месяцев после начала работы было налажено бесперебойное производство приемных радиоламп, по качеству не уступавших лучшим импортным лампам (лампы ПР-1). Работая над генераторными лампами, М. А. Бонч-Бруевич ввел водяное охлаждение анода и этим способом резко повысил мощность ламп. Уже в 1920 г. в НРЛ изготовлялись лампы мощностью 1 квт. В 1922 г. двухкиловаттные лампы, изготовленные в НРЛ, были установлены на первой в Советской России радиотелефонной станции дальнего действия (им. Коминтерна в Москве). В 1923 г. в НРЛ изготовляли уже тридцатикилловаттные лампы, а в 1926 г. — стокиловаттные. Таких ламп за границей тогда делать не умели. Эти успехи не могли быть достигнуты без соответствующей теоретической базы. Но все научные связи с заграницей были прерваны, не говоря уже о том, что и за рубежом в это время только закладывались основы теории триода. В теории триода советской науке пришлось идти своим самостоятельным путем.

Основы теории триода были в 1918—1919 гг. созданы М. А. Бонч-Бруевичем, применявшим свою теорию при разработке ламп в НРЛ. Им, правда, в форме, несколько отличной от современной, были введены в теорию ламповые параметры (проницаемость, крутизна) и метод сведения триода к эквивалентной системе электродов.

---

\*) Очерк деятельности НРЛ см. в книге Н. А. Никитина «Нижегородская радиолaborатория им. В. И. Ленина», 1954.

Работы М. А. Бонч-Бруевича по теории триода были напечатаны (журнал «Телеграфия и телефония без проводов») в 1919 г. Только в 1920 г. в Советскую Россию стали поступать сведения о работах зарубежных ученых по теории триода. Сравнение этих работ с теорией Бонч-Бруевича показало, что, несмотря на некоторое различие в выборе параметров, теория триода Бонч-Бруевича, на основе которой шла работа в НРЛ, по существу эквивалентна теории, развитой за рубежом.

В 1918—1929 гг. триод был центральной проблемой технической электроники. Работы НРЛ показали, что созданная в первые годы существования Советского государства техническая электроника развивается вполне самостоятельно на уровне, не уступающем уровню зарубежной науки.

### § 44. Лампы с экранирующей сеткой (тетроды и пентоды)

1. Тетроды без подавления вторичной эмиссии. Уменьшение проходной емкости лампы, оказывающей вредное влияние на работу лампы на высоких частотах, может быть достигнуто введением в триод четвертого электрода — экранирующей сетки, создающей между сеткой, на которую подан сигнал (управляющей сеткой), и анодом электростатическую экранировку. Конструкция экранирующей сетки должна соответствовать ее назначению: это густая сетка, соединенная с экранами, расположенными внутри или вне баллона, в результате чего достигается высокая степень экранировки цепи анода от цепи управляющей сетки при условии подключения экрана к подходящей точке внешней цепи. Расположение электродов получившейся таким путем четырехэлектродной лампы, или тетрода, с плоскими электродами и распределение потенциала между ними в рабочем режиме показано на рис. 369.

Полный ток тетрода, текущий в пространстве катод — управляющая сетка, равен

$$I_x = KU_{э.с1}^{\frac{3}{2}}, \tag{44.1}$$

где  $U_{э.с1}$  — действующий потенциал в плоскости управляющей сетки  $C_1$  и  $K$  — множитель, зависящий от геометрии лампы и для тетрода

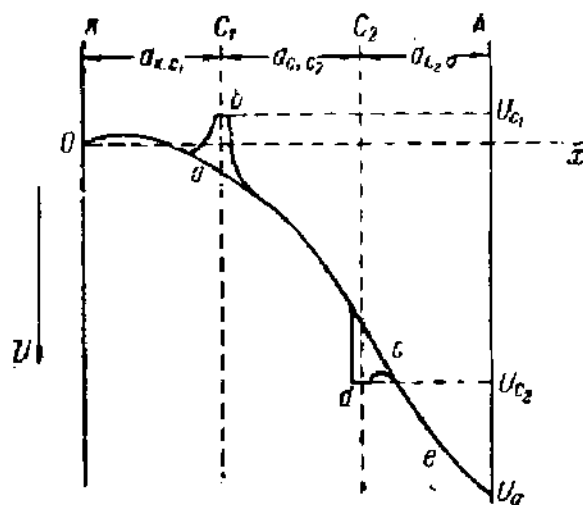


Рис. 369. Обозначения электродов и распределение потенциала в тетроде.

*Oace* — вдоль линии, проходящей между проволоками сеток; *Obde* — вдоль линии, проходящей через проволоки сеток.

с плоскими электродами, равный  $2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q}{d_{к.с.1}^2} [a/v^2]$ . Мы будем предполагать, что понятие действующего потенциала сохраняет смысл для всех сеточных электродов. Для этого необходимо, чтобы по обе стороны от сеточного электрода существовала область однородного поля (для плоской конструкции). Если расстояние между соседними электродами не слишком мало, то это предположение обычно выполняется, как это показывает форма эквипотенциальных линий, измеренных на модели тетрода методом электролитической ванны (рис. 370).

Действующий потенциал в плоскости сеток  $C_1$  и  $C_2$ , если положить потенциал катода  $U_k = 0$  (без учета пространственного заряда у катода), равен

$$\left. \begin{aligned} U_{э.с.1} &= \frac{U_{c_1} + D_{c_2c_1} U_{э.с.2}}{1 + D_{к.с.1} + D_{c_2c_1}}, \\ U_{э.с.2} &= \frac{U_{э.с.1} D_{c_1c_2} + U_{c_2} + U_a D_{a.c_2}}{1 + D_{c_1c_2} + D_{a.c_2}}, \end{aligned} \right\} \quad (44.2)$$

где  $D_{к.с.1}$ ,  $D_{c_1c_2}$ ,  $D_{c_2c_1}$  и  $D_{a.c_2}$  — проницаемости сеток, которые можно рассчитать по формулам § 40, рассматривая две трехэлектродные системы: катод — сетка  $C_1$  — сетка  $C_2$  и сетка  $C_1$  — сетка  $C_2$  — анод. Исключая  $U_{э.с.2}$  из уравнений (44.2), можно действующий потенциал в плоскости сетки  $C_1$  выразить через напряжения электродов и затем по формуле (35.1) найти полный ток.

Считая множители вида

$$\frac{1}{1 + D_{к.с.1} + D_{c_2c_1}}, \quad 1 - \frac{D_{c_2c_1} D_{c_1c_2}}{(1 + D_{к.с.1} + D_{c_2c_1})(1 + D_{c_1c_2} + D_{a.c_2})} \text{ и т. п.}$$

равными единице, получим приближенную формулу:

$$U_{э.с.1} = U_{c_1} + D_{c_2c_1} U_{c_2} + D_{c_2c_1} D_{a.c_2} U_a = U_{c_1} + \frac{1}{\mu_{тр}} U_{c_2} + \frac{1}{\mu_{эс}} U_a. \quad (44.3)$$

Здесь  $\mu_{тр} = 1/D_{c_2c_1}$  — так называемый триодный коэффициент усиления. Это коэффициент усиления триода, к которому сводится тетрод при соединении вместе анода и сетки  $C_2$ . Коэффициент  $\mu_{эс}$  называют электростатическим коэффициентом усиления тетрода. Эта величина характеризует влияние анодного напряжения на катодный ток тетрода. Как будет показано ниже,  $\mu_{эс}$  не равен действительному коэффициенту усиления тетрода. Произведение  $D_{c_2c_1} D_{a.c_2} = D_{a(c_2c_1)}$  можно назвать проницаемостью для анода на катод через обе сетки тетрода. Это очень малая величина, так как  $D_{c_2c_1}$  меньше, а  $D_{a.c_2}$  даже много меньше единицы.

Роль управляющей сетки тетрода соответствует роли сетки триода. На нее почти всегда подается отрицательное смещение, и для того чтобы лампа не оказалась запертой, на экранирующую сетку  $C_2$

следует подавать относительно высокое положительное напряжение. Этим обуславливается, во-первых, распределение первичного тока между сеткой  $C_2$  и анодом и, во-вторых, при соответствующих напряжениях  $U_a$  сильный динаatronный эффект. Нужно выяснить, каков будет вид характеристик тетрода с учетом обоих этих явлений.

Рассмотрим сперва влияние первичного токораспределения. Ввиду того что  $\mu_{эс} \gg 1$ , изменения  $U_a$  почти не воздействуют на ток катода  $I_k = I_{c_2} + I_a$  и влияние  $U_a$  сводится к перераспределению тока между обоими электродами при  $I_k \approx \text{const}$ . Таким образом, в этом приближении  $1/\mu_{эс} = 0$ . Пусть  $U_a \approx U_{c_2}$  или  $U_a > U_{c_2}$ . Тогда между сеткой  $C_2$  и анодом поле либо ускоряющее, либо слабо тормозящее; все электроны, прошедшие плоскость сетки, к ней уже не возвращаются и в тетроде устанавливается режим прямого перехвата. Используя формулу (41.7), можно написать:

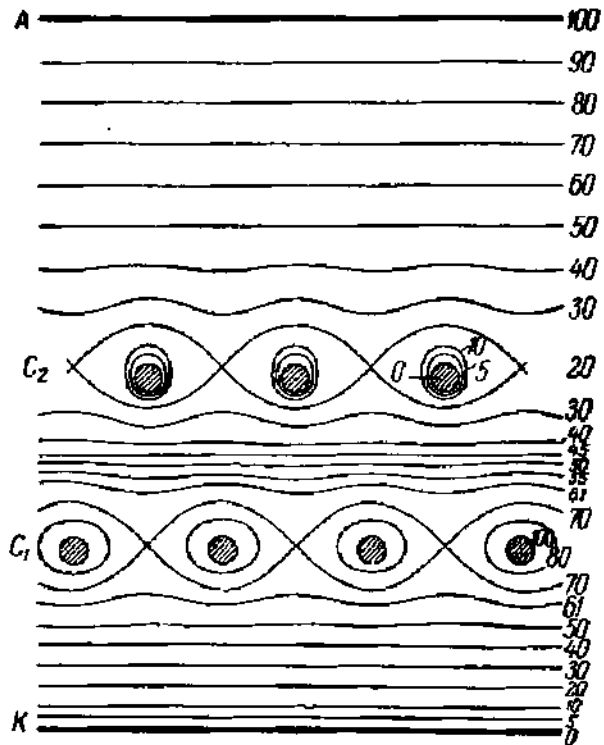


Рис. 370. Эквипотенциальные линии в тетроде.

$$\left(\frac{I_a}{I_{c_2}}\right)_{\text{перв}} = B_2 \sqrt{\frac{U_a}{U_{c_2}}} = k. \quad (44.4)$$

$k$  называется коэффициентом токораспределения тетрода. Так как  $I_{c_2} + I_a = I_k$ , то из (44.4) следует:

$$I_a = I_k \frac{k}{k+1}, \quad I_{c_2} = I_k \frac{1}{k+1}. \quad (44.5)$$

Зависимость  $(I_a/I_{c_2})_{\text{перв}}$  от  $U_a/U_{c_2}$  изображается параболой, а анодная характеристика  $I_a = f(U_a)_{U_{c_2}, U_{c_1} = \text{const}}$  — кривой, медленно возрастающей везде, кроме области значений  $U_a$ , близких к нулю. Но при приближении  $U_a/U_{c_2}$  к нулю выражение (44.4) делается неправильным, так как, во-первых, режим перехвата переходит в режим возврата и, во-вторых, вторичные электроны с анода уходят на сетку  $C_2$ , вследствие чего форма характеристик совершенно искажается.

В режиме возврата анодный ток, начиная с  $U_a = 0$ , должен очень быстро (рис. 371, пунктирные кривые) расти при увеличении  $U_a$  и соответственно быстро должен падать ток  $I_{c_2}$ . В действительности вследствие динаatronного эффекта на характеристике  $(I_a, U_a)$  при



$U_a < U_{c_2}$  обнаруживается провал, а на характеристике  $(I_{c_2}, U_a)$  — соответствующий провалу максимум (сплошные кривые на рис. 371). При  $U_a > U_{c_2}$  вторичные электроны с сетки  $C_2$  попадают на анод и характеристика  $(I_a, U_a)$  возрастает, а характеристика  $(I_{c_2}, U_a)$  падает несколько круче, чем того требует формула (44.4). На рис. 371 характеристики первичных токов нанесены пунктиром, а действительные ха-

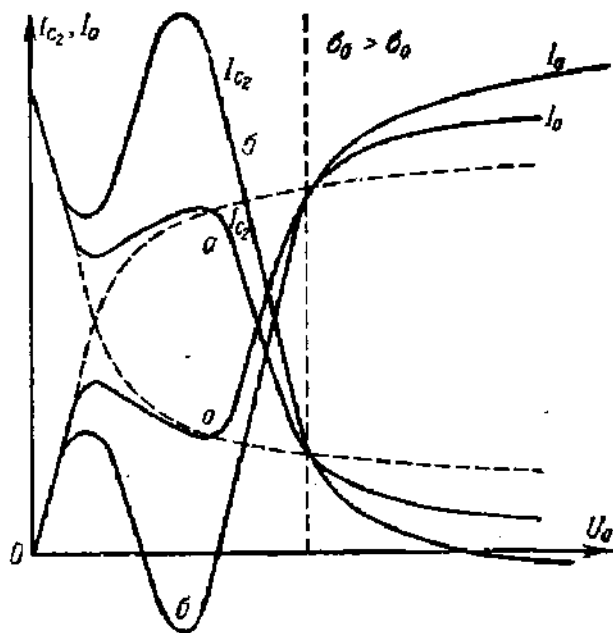


Рис. 371. Зависимость  $I_a$  и  $I_{c_2}$  от  $U_a$  при  $U_{c_2} = \text{const}$  для тетрода с учетом динаatronного эффекта, для двух значений коэффициента вторичной эмиссии.

Пунктиром показано, какой вид имели бы характеристики без учета динаatronного эффекта.

Управляющая сетка тетрода занимает по отношению к пространственному заряду положение, аналогичное сетке триода, и сеточная характеристика полного тока  $(I_k, U_{c_1})$  или, что то же самое, анодно-сеточная характеристика тетрода в триодном включении не будет отличаться от соответствующей характеристики триода. В тетродном включении при неизменных  $U_{c_2}$  и  $U_a$  сетка  $C_2$  будет при любом  $U_{c_1}$  в режиме, где влияние динаatronного эффекта мало, получать определенную часть (обычно 25—35%) полного тока. Значит, крутизна анодно-сеточной характеристики тетрода будет равна 0,65—0,75 крутизны того же тетрода в триодном включении. Положение анодно-сеточной характеристики мало зависит от анодного напряжения  $U_a$ , но изменение  $U_{c_2}$  будет смещать ее так же, как анодное напряжение смещает анодно-сеточную характеристику триода (рис. 372, а). Так как сопротивление  $R_i$  на рабочем участке очень велико, то и истинный коэффициент усиления тетрода  $\mu = SR_i$  много больше коэффициента усиления триодов. Тем не менее тетроду ничто не препятст-

ва характеристики для двух значений коэффициента вторичной эмиссии сплошными линиями. Как видно, на значительном участке характеристики тетрода сказывается искажающее влияние динаatronного эффекта. Отмеченные особенности характеристик тетрода легко проследить на анодных характеристиках реальных тетродов (рис. 372).

Наличие провала на анодной характеристике является существенным недостатком тетрода. На падающем участке характеристики могут возникнуть паразитные колебания; в области провала, очевидно, имеет место резкое непостоянство параметров лампы. Рабочий участок характеристики тетродов ограничивается поэтому ее медленно поднимающейся частью.

вует иметь левую характеристику и одновременно большой коэффициент усиления. Начало характеристики  $(I_a, U_{c1})$  определяется уравнением  $(U_{c1})_0 = -\frac{U_{c2}}{\mu_{TP}} - \frac{U_a}{\mu_{ac}} \approx -\frac{U_{c2}}{\mu_{TP}}$ , и если  $\mu_{TP}$  невелик (сетка  $C_1$  не очень густая), то  $(U_{c1})_0$  — достаточно большая отрицательная величина. В то же время при небольшом  $\mu_{TP}$  истинный коэффициент усиления тетрода может быть очень большим, так как его величина зависит от токораспределения, практически не связанного с конструкцией сетки  $C_1$ .

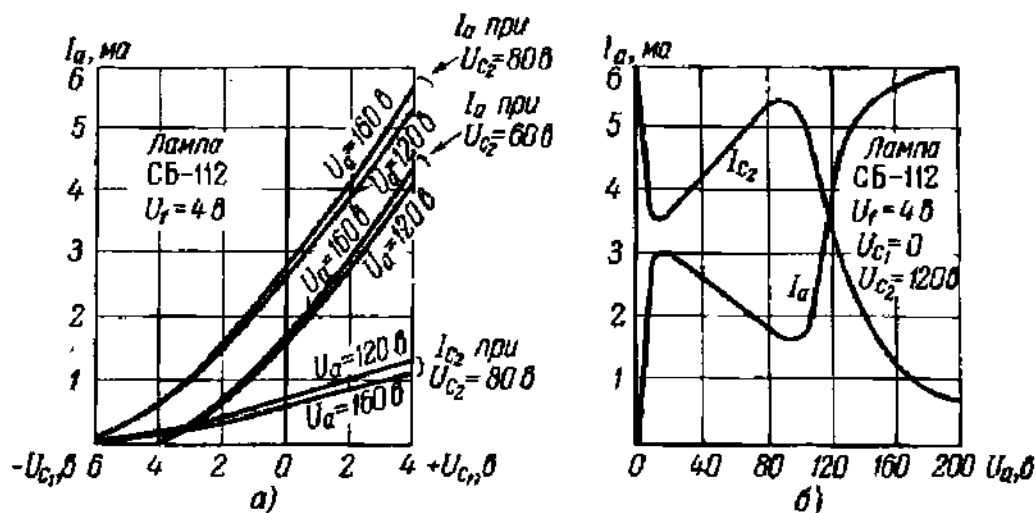


Рис. 372. Характеристики тетрода СБ-112 (устаревшего).

Экранированные усилительные тетроды старых конструкций (СБ-112, СБ-147, СО-124 и др.) имели коэффициент усиления в рабочем режиме в пределах 200—700, внутреннее сопротивление порядка десятых мегома и проходную емкость  $C_{a,c1} = 10^{-2} \div 6 \cdot 10^{-2}$  пф. Сравнение этих данных с данными триодов показывает, что для усиления высокой частоты тетроды имели ряд преимуществ, прежде всего гораздо меньшую проходную емкость. Это обеспечивало им в прошлом некоторое распространение. Однако с появлением пентодов усилительные тетроды старых конструкций вышли из употребления. В настоящее время некоторое распространение имеют только мощные генераторные тетроды (ГУ-27А, ГУ-27Б) [Л.А.19].

**2. Характеристики пентодов.** Пентод — это трехсеточная лампа, в которой с помощью третьей антидинаatronной или защитной сетки полностью устранен динаatronный эффект. Защитная сетка пентода находится между экранирующей сеткой и анодом; расположение электродов плоского пентода показано на рис. 373. Если, как в усилительных пентодах, защитная сетка служит только для подавления вторичной эмиссии, то ее (часто внутри лампы) соединяют с катодом. Получающееся при этом распределение потенциала в рабочем режиме изображено также на рис. 373. Потенциал в плоскости защитной сетки изменяется от  $U = 0$  в местах нахождения проволок сетки до некоторого максимального значения  $U_{max}$  посередине промежутка

между проволоками. Если  $U_{\max}$  ниже как  $U_a$ , так и  $U_{c_2}$  не меньше чем на 15—20 в, то практически все вторичные электроны возвращаются на тот электрод, с которого они вышли и динаatronный эффект отсутствует. Глубина потенциального минимума зависит от положения защитной сетки  $C_3$  относительно сетки  $C_2$  и анода и от расстояния между ее проволоками, т. е. от шага ее намотки. На практике нетрудно подобрать условия, в которых динаatronный эффект оказывается устраненным.

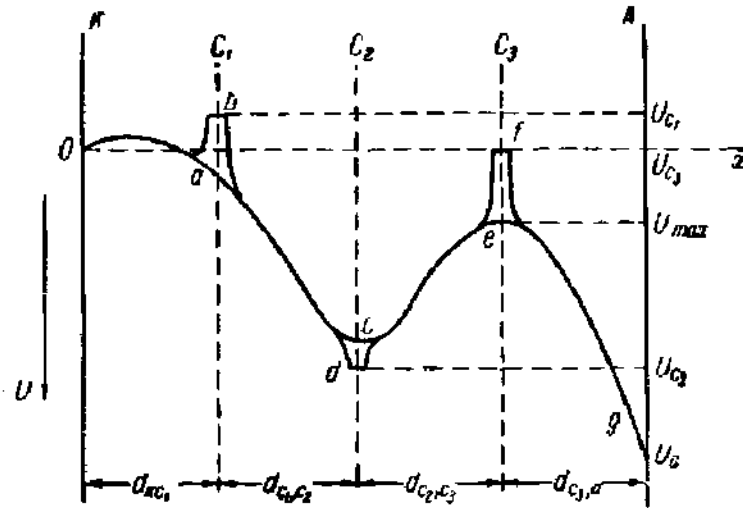


Рис. 373. Обозначения электродов пентода и распределение потенциала в нем.

$Oacsg$  — вдоль линии, проходящей между проволоками сеток;  
 $Obdfg$  — вдоль линии, проходящей через проволоки сеток.

Для действующих потенциалов в плоскостях сеток  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_3$  можно написать:

$$\left. \begin{aligned} U_{э.с_1} &= \frac{U_a D_{к.с_1} + U_{c_1} + U_{э.с_2} D_{с_2с_1}}{1 + D_{к.с_1} + D_{с_2с_1}}, \\ U_{э.с_2} &= \frac{U_{э.с_1} D_{с_1с_2} + U_{c_2} + U_{э.с_3} D_{с_3с_2}}{1 + D_{с_1с_2} + D_{с_3с_2}}, \\ U_{э.с_3} &= \frac{U_{э.с_2} D_{с_2с_3} + U_{c_3} + U_a D_{а.с_3}}{1 + D_{с_2с_3} + D_{а.с_3}}. \end{aligned} \right\} \quad (44.6)$$

В формуле (44.6) приняты такие же обозначения, как и в формуле (44.2) для тетрода. В реальных пентодах сетка  $C_4$  редкая и расположена обычно близко к аноду, так что однородное поле имеется только по одну сторону от нее (рис. 374). В связи с этим замена сетки плоским электродом с потенциалом  $U_{э.с_3}$  вносит неточность. Тем не менее в приближенной теории пентода можно пользоваться величиной  $U_{э.с_2}$  в обычном смысле. Исключая из (44.6)  $U_{э.с_2}$  и  $U_{э.с_3}$ , можно выразить  $U_{э.с_1}$  через проницаемости сеток и напряжения электродов и затем по формуле (44.1) совершенно так же, как в теории тетрода, найти ток катода. Точное выражение для  $U_0$ , конечно, очень громоздко.

Считая множители вида  $1/1 + D_{к.с_1} + D_{с_2с_1}$  и т. п. опять равными единице и полагая потенциал катода  $U_k = 0$ , получим приближенно:

$$U_{э.с_1} = U_{с_1} + \frac{1}{\mu_{тр}} U_{с_2} + \frac{1}{(\mu_{тетр})_{э.с}} U_{с_3} + \frac{1}{\mu_{эс}} U_a. \quad (44.7)$$

В формуле (44.7) через  $\mu_{тр} = 1/D_{с_2с_1}$  обозначен коэффициент усиления триода, получающегося при соединении сеток  $C_2$  и  $C_3$  с анодом;

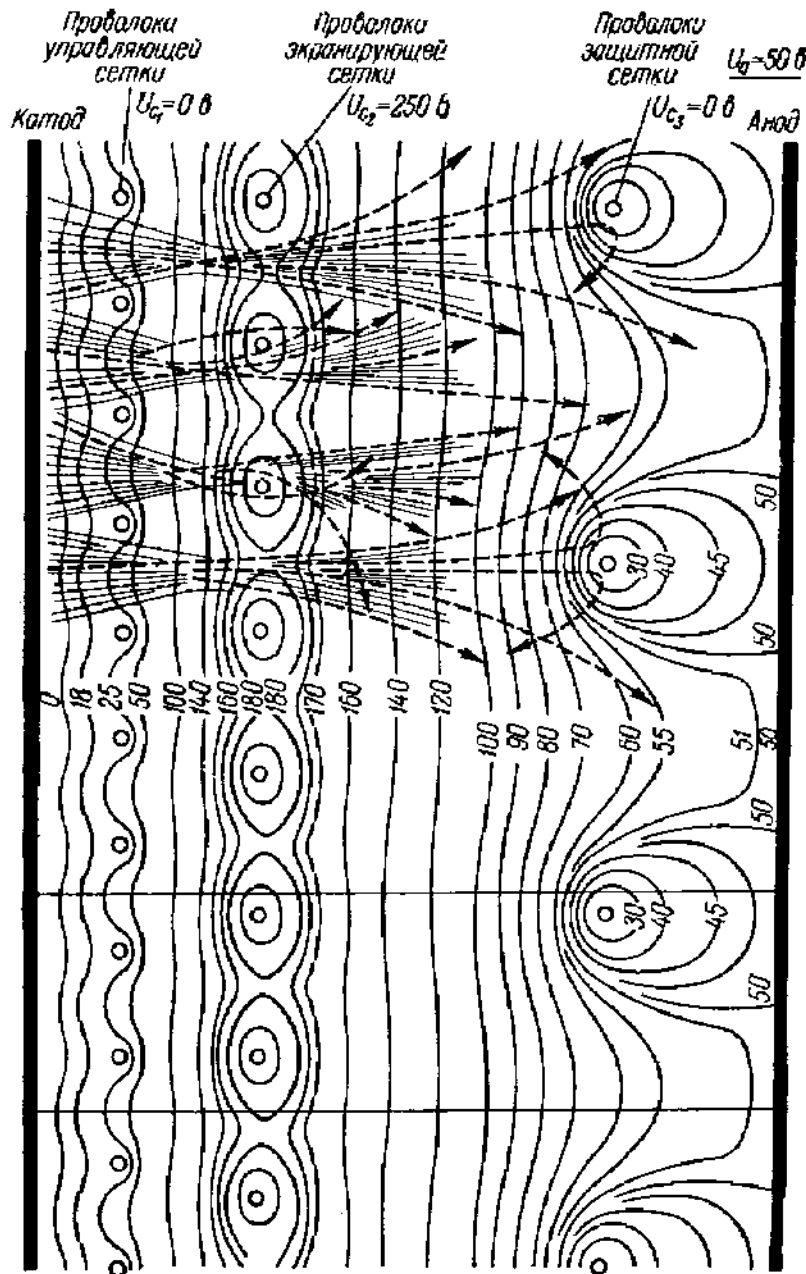


Рис. 374. Эквипотенциальные линии в пентоде при  $U_a < U_{с_2}$ . В части рисунка показан вид электронных траекторий.

через  $(\mu_{тетр})_{э.с} = 1/D_{с_2с_1} D_{с_3с_2}$  — тетродный электростатический коэффициент усиления тетрода, получающегося при соединении вместе сетки  $C_3$  и анода. Наконец, через  $\mu_{эс} = \frac{1}{D_{с_2с_1} D_{с_3с_2} D_{ас_1}}$  обозначен электро-

статический коэффициент усиления пентода — коэффициент, показывающий степень воздействия анодного напряжения на полный ток. Это, очевидно, очень большое число. Вычисление проицаемостей  $D_{к.с_1}$ ,  $D_{с_2с_1}$  и т. д., а затем и  $\mu_{тр}$ ,  $\mu_{тетр}$ ,  $\mu_{эс}$  можно произвести по формулам § 40.

Определив затем  $U_{э.с_1}$  для заданных  $U_{с_1}$ ,  $U_{с_2}$ ,  $U_{с_3}$  и  $U_a$ , по (44.1) можно найти ток катода и, используя законы первичного токораспределения, вычислить анодный ток  $I_a$  и ток на экранирующую сетку  $I_{с_2}$ .

В плоскости защитной сетки  $C_3$ , если  $U_{с_3} = U_k = 0$ , действующий потенциал равен

$$U_{э.с_3} = \frac{U_{э.с_2} D_{с_2с_3} + U_a D_{а.с_3}}{1 + D_{с_2с_3} + D_{а.с_3}}. \quad (44.8)$$

$U_{э.с_2}$  всегда больше нуля, так как положительный член  $U_{с_2}$  в выражении для  $U_{э.с_2}$  (см. 44.6) всегда преобладает. Очевидно, и  $U_{э.с_3} > 0$ . Последовательность напряжений в плоскостях электродов  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_3$  такая же, как последовательность напряжений в триоде с положительной сеткой (§ 41). Следовательно, разделение электронов на группу электронов, попадающих на средний электрод-сетку  $C_2$ , и группу электронов, достигающих плоскости третьего электрода-сетки  $C_3$ , в зависимости от соотношения между  $U_{э.с_2}$  и  $U_{э.с_3}$  определяется формулами режима прямого перехвата или режима возврата. Если  $U_a$  не очень мало, то будет иметь место режим перехвата. Это значит, что все электроны, миновавшие плоскость сетки  $C_2$ , достигнут плоскости защитной сетки  $C_3$ , и так как  $U_{с_3} = 0$ , а между защитной сеткой и анодом поле ускоряет электроны, то все они попадут на анод. Ток в плоскости защитной сетки равен, таким образом, анодному току. Применяя формулу (41.7) токораспределения в режиме перехвата, получим:

$$\frac{I_a}{I_{с_2}} = k = B_2 \sqrt{\frac{U_{э.с_3}}{U_{э.с_2}}} \approx B_2 \sqrt{\frac{U_{э.с_3}}{U_{с_2}}}, \quad (44.9)$$

так как (принимая во внимание, что экранирующая сетка густа и что, следовательно,  $D_{с_1с_2}$  и  $D_{с_3с_2}$  очень малы) можно положить  $U_{э.с_2} = U_{с_2}$ . Подставляя в (44.9) выражение  $U_{э.с_3}$  из (44.8), получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{I_a}{I_{с_2}} = k = B_2 \sqrt{D'_{а.с_3} \frac{U_a}{U_{с_2}} + D'_{с_2с_3}} \\ D'_{а.с_3} = \frac{D_{а.с_3}}{1 + D_{с_2с_3} + D_{а.с_3}}, \quad D'_{с_2с_3} = \frac{D_{с_2с_3}}{1 + D_{с_2с_3} + D_{а.с_3}} \end{aligned} \right\} \quad (44.10)$$

Уравнение (44.10) делается неправильным при небольших значениях  $U_a$ . В основу уравнения было положено предположение, что все

электроны, достигшие плоскости сетки  $C_2$ , попадают на анод. Между тем при большом напряжении  $U_{c_2} \approx U_{э.с_2}$  и  $U_a$ , стремящемся к нулю, между сеткой  $C_2$  и анодом возникает режим возврата электронов, так как при очень малых  $U_a$  будет  $U_{э.с_2} \gg U_a$ , как это следует из (44.8). Режиму возврата соответствует крутоспадающая до  $I_a = 0$  при  $U_a = 0$  часть кривой  $b$  на рис. 375. Эти соображения позволяют

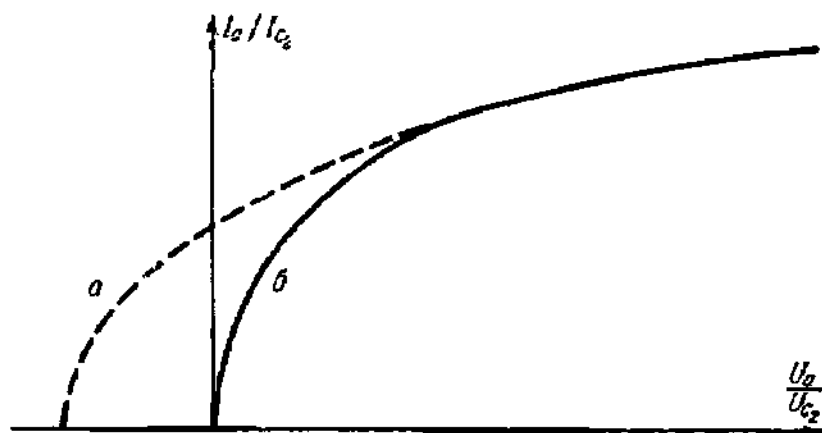


Рис. 375. Зависимость  $I_a/I_{c_2}$  от  $U_a/U_{c_2}$  для пентода:  $a$  — теоретическая кривая;  $b$  — действительный ход зависимости при малых значениях  $U_a/U_{c_2}$ .

составить себе представление о форме анодной характеристики пентода для почти горизонтальной рабочей части, которую описывает уравнение (44.10). Форма характеристики  $(I_{c_2}, U_a)$  легко выводится из условия  $I_{c_2} = I_k - I_a$ , если принять во внимание, что вследствие очень большой величины  $\mu_{эс} = \frac{1}{D_{c_2c_1} D_{c_2c_2} D_{a,c_2}}$ ,  $I_k$  практически не зависит от  $U_a$ . Это верно с большой степенью точности для высокочастотных пентодов, имеющих очень густую сетку  $C_2$  и соответственно малую проницаемость  $D_{c_2c_2}$ .

При изображении семейства анодных характеристик пентода большей частью в качестве параметра берут напряжение управляющей сетки  $U_{c_1}$ , давая ему значения  $U_{c_1} = 0, U_{c_1} = -\Delta U_{c_1}, U_{c_1} = -2\Delta U_{c_1}, \dots$ , а напряжение сетки  $C_2$  сохраняют постоянным. Легко видеть, что почти горизонтальные части характеристик этого семейства не будут эквидистантными. Это следует из того, что  $k = I_a/I_{c_2}$  практически не зависит от  $U_{c_1}$ , так что  $I_a \sim U_{э.с_1}^{3/2}$ , а  $U_{э.с_1}$  зависит от  $U_{c_1}$  линейно (первая из формул (44.6)). Вид семейства анодных характеристик пентода с густой сеткой  $C_2$  (высокочастотный усилительный пентод) и негустой сетки  $C_2$  (низкочастотный усилительный пентод) показан на рис. 376,  $a$  и  $b$ .

При произвольно взятом нагрузочном сопротивлении из-за неэквидистантности анодных характеристик появляются искажения, главным образом вторая и третья гармоники, чем пентод в невыгодную сто-

рону отличается от триода. Можно подобрать такое сопротивление нагрузки, при котором искажения будут наименьшими. На рис. 376, б показана линия нагрузки, соответствующая этому оптимальному сопротивлению. Для нее равным приращениям  $\Delta U_{c_1}$  соответствуют почти равные приращения  $\Delta I_a$ . Оптимальное внешнее сопротивление лежит обычно в пределах  $1/8 \div 1/10$  внутреннего сопротивления пентода на рабочем участке. Например, для низкочастотного пентода 6П6С  $R_i = 52\,000$  о.м., а оптимальное сопротивление около 6000 о.м.

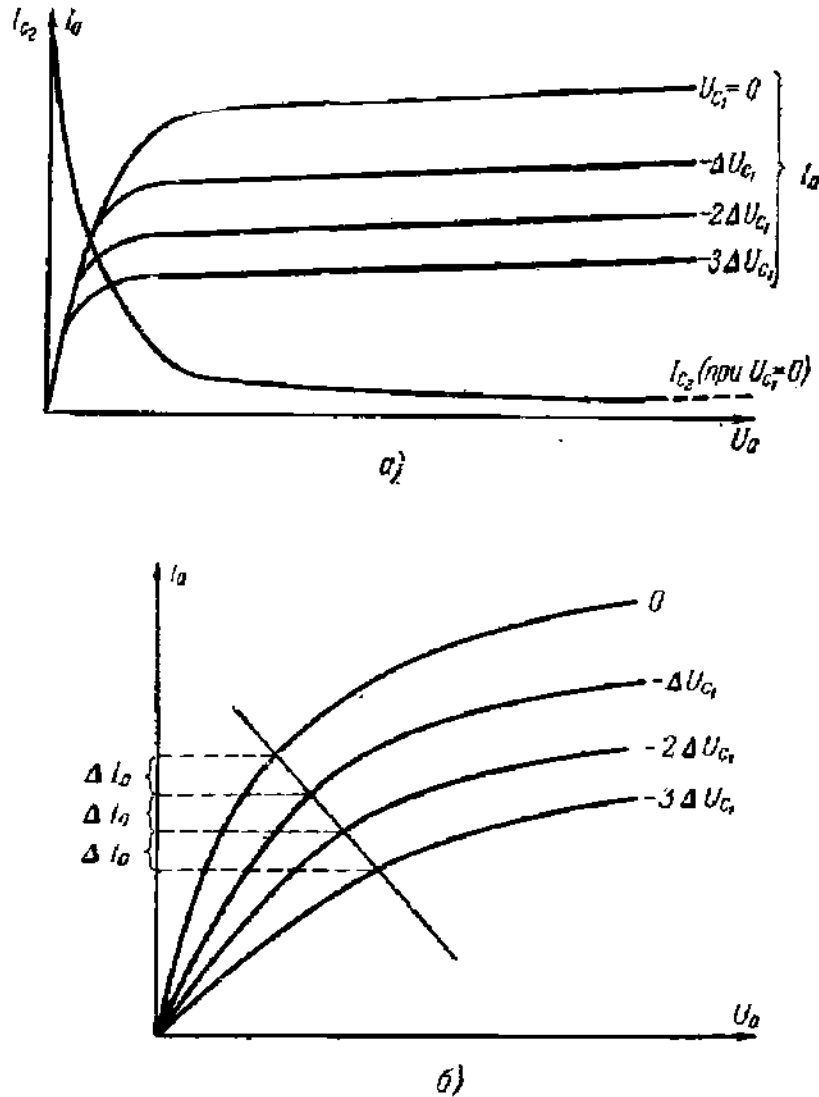


Рис. 376. Семейство анодных характеристик пентода.  
а — с густой экранирующей сеткой; б — с редкой экранирующей сеткой.

Место «перелома» анодной характеристики, т. е. то место, где возникает режим возврата и начинается быстрое падение  $I_a$ , зависит от отношения  $U_a/U_{э.с_2}$ . Но  $U_{э.с_2}$  тем меньше, чем меньше  $U_{c_1}$ , хотя это влияние невелико благодаря экранирующему действию сетки  $C_2$ .

Тем не менее на характеристиках пентодов зависимость места «перелома» от  $U_{c1}$  часто видна достаточно хорошо, как, например, на

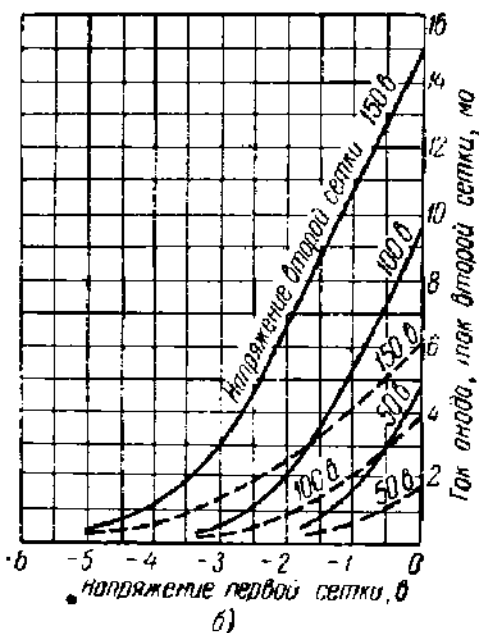
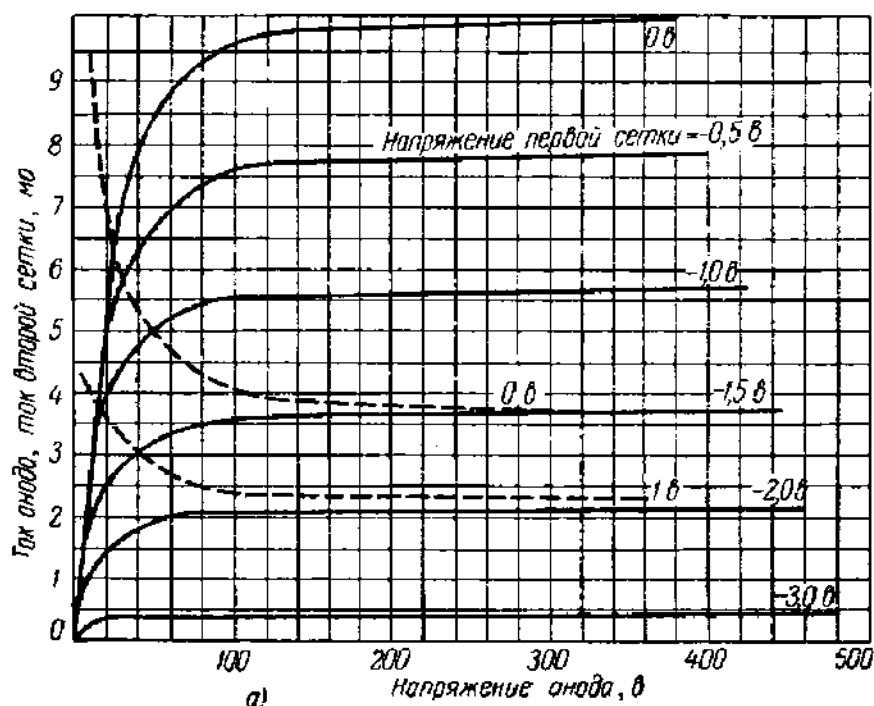


Рис. 377. Анодные (а) и анодно-сеточные (б) характеристики ВЧ пентода 6Ж3.

рис. 377, а для пентода 6Ж3 (высокочастотный усилительный пентод с короткой характеристикой).

Для анодно-сеточных характеристик пентодов остается верным все сказанное выше о характеристиках тетродов, в частности



о влиянии  $U_a$  и  $U_{c_2}$  на их положение. Для пентода 6Ж3 они приведены на рис. 377, б\*).

**3. Параметры пентода.** Обозначая крутизну анодно-сеточной характеристики в триодном включении, т. е. крутизну характеристики полного тока катода ( $I_k, U_{c_1}$ ), через  $S_k$ , получим (см. § 42):

$$I_k = K U_{a,c_1}^{\frac{2}{3}}, \quad S_k = \left( \frac{dI_k}{dU_{c_1}} \right)_{U_a, U_{c_2} = \text{const}} = a I_k^{\frac{1}{3}}, \quad (44.11)$$

причем для плоских электродов

$$a = 2,64 \cdot 10^{-4} \sigma \frac{Q}{d_{k,c_1}^2} [a^{\frac{2}{3}} / s], \quad \sigma = \frac{1}{1 + D_{k,c_1} \left( 1 + \frac{4}{3} \frac{d_{c_1 c_2}}{d_{k,c_1}} \right)}.$$

Крутизна анодно-сеточной характеристики (ввиду того что  $I_a = I_k \frac{k}{k+1}$ ) равна

$$S = \frac{k}{k+1} S_k = \frac{k}{k+1} a I_k^{\frac{1}{3}} = \left( \frac{k}{k+1} \right)^{\frac{2}{3}} a I_a^{\frac{1}{3}}. \quad (44.12)$$

Крутизна  $S$  с помощью соотношений (44.11) и (44.12) может быть определена по конструктивным данным пентода.

Другим параметром, который для высокочастотного пентода с густой сеткой  $C_2$  вычисляется довольно просто, является внутреннее сопротивление  $R_i = \frac{\partial U_a}{\partial I_a}$ .

Из определения внутреннего сопротивления следует:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_i} = \frac{\partial I_a}{\partial U_a} &= \frac{\partial}{\partial U_a} \left( I_k \frac{k}{k+1} \right) = I_k \frac{\partial}{\partial U_a} \left( \frac{k}{k+1} \right) + \frac{k}{k+1} \frac{\partial I_k}{\partial U_a} = \\ &= \frac{1}{R_{i1}} + \frac{1}{R_{i2}}. \end{aligned} \quad (44.13)$$

Формула (44.13) показывает, что внутреннее сопротивление пентода можно представить себе состоящим из двух параллельных ветвей с проводимостями  $\frac{1}{R_{i1}} = I_k \frac{\partial}{\partial U_a} \left( \frac{k}{k+1} \right)$  и  $\frac{1}{R_{i2}} = \frac{k}{k+1} \frac{\partial I_k}{\partial U_a}$ . Первая из проводимостей обусловлена токораспределением в пентоде и вторая — зависимостью  $I_k$  от  $U_a$ , т. е. проницаемостью сеток. Для высокочастотного пентода при больших  $U_a$  на пологом рабочем участке характе-

\* Характеристики рис. 377 — так называемые усредненные, т. е. они получены путем графического усреднения характеристик целой партии ламп данного типа. Отклонение характеристик отдельных ламп от усредненных возможно в некоторых допускаемых техническими условиями пределах. В справочниках [Л.А.18; Л.А.19] всегда приводятся усредненные характеристики.

ристики  $\frac{\partial I_k}{\partial U_a} \approx 0$  и  $R_i = R_{i1}$ . Подставляя вместо  $k$  его значение из (44.10), получим:

$$\frac{1}{R_{i1}} = I_k \frac{\partial}{\partial U_a} \left\{ \frac{B_2 \sqrt{D'_{a,c_1} \frac{U_a}{U_{c_2}} + D'_{c_2,c_2}}}{1 + B_2 \sqrt{D'_{a,c_2} \frac{U_a}{U_{c_3}} + D'_{c_2,c_3}}} \right\}$$

Воспользовавшись соотношением  $I_a = \frac{k}{k+1} I_k$ , нетрудно получить после некоторых преобразований

$$\frac{1}{R_{i1}} = \frac{I_a}{U_a} \left[ \frac{1}{2} \frac{k^2 - D'_{c_2,c_1} B_2^2}{k^2 (k+1)} \right]. \quad (44.14)$$

Так как при режимах, для которых справедливы формулы (44.10) и (44.14),  $k$  мало меняется, то (44.14) можно представить в виде

$$R_{i1} = b \frac{U_a}{I_a}, \quad (44.15)$$

где  $b$  — величина, почти не зависящая от режима. Формула (44.15) хорошо подтверждается на опыте [Л.5.1, гл. 11]. Только при больших анодных токах, когда между сеткой  $C_2$  и анодом создается значительный пространственный заряд, величина  $b$  обнаруживает некоторое непостоянство. При небольших  $U_a$ , когда появляются возвращающиеся электроны, формула (44.14), естественно, делается неверной. Некоторое значение и для высокочастотного пентода имеет не принятое выше во внимание влияние  $U_a$  на полный ток.

Для пентода при  $U_{c_2} = U_a = \text{const}$  справедливо внутреннее уравнение лампы, как это следует из вывода этого уравнения. Значит, для высокочастотного пентода коэффициент усиления с хорошим приближением равен

$$\mu = R_{i1} S = ab \left( \frac{k}{k+1} \right)^{3/2} \frac{U_a}{I_a^{3/2}}. \quad (44.16)$$

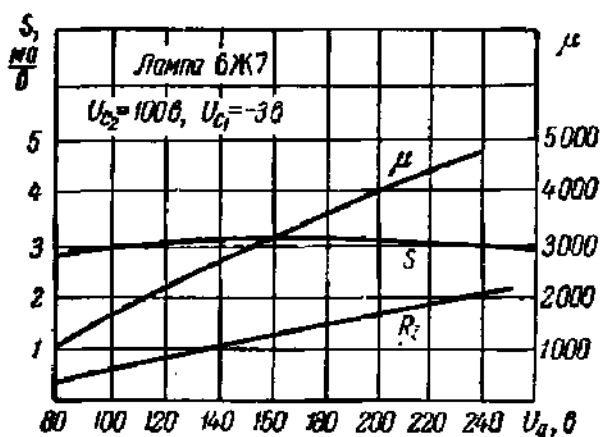


Рис. 378. Зависимость параметров пентода 6Ж7 от  $U_a$ .

Формулы (44.12), (44.15) и (44.16) показывают, что в пределах выполнения этих формул следует ожидать при изменении  $U_a$  относительного постоянства  $S$  (так как  $I_a$  мало зависит от  $U_a$ ) и примерно линейного роста  $\mu$  и  $R_i$ . Рис. 378, где  $\mu$ ,  $S$  и  $R_i$  изображены для пентода 6Ж7 в зависимости от  $U_a$ , хорошо подтверждает этот вывод.

В высокочастотных пентодах для получения малых проходных емкостей  $C_{a,c_1}$  необходима густая экранирующая сетка  $C_2$ . Но чем гуще экранирующая сетка, тем больше ток  $I_{c_2}$ , что, очевидно, невыгодно. В низкочастотных пентодах очень малые проходные емкости не нужны; поэтому экранирующие сетки делают там менее густыми и этим увеличивают коэффициент токораспределения  $k = I_a/I_{c_2}$ . Электростатическая экранировка между анодом и управляющей сеткой  $C_1$  ухудшается, и внутреннее сопротивление зависит не только от токораспределения, но и от действия анодного напряжения на полный ток. Нужно, следовательно, принимать во внимание обе ветви внутреннего сопротивления  $R_{i1}$  и  $R_{i2}$  в соответствии с формулой (44.13). Внутреннее сопротивление по формуле (44.13) равно

$$R_i = \frac{R_{i1}R_{i2}}{R_{i1} + R_{i2}}, \quad (44.17)$$

где  $R_{i1}$  вычисляется по формуле (44.14). Чтобы найти  $R_{i2}$ , представим себе пентод, для которого токораспределение не меняется, т. е.  $k = \text{const}$ , а  $I_a$  меняется только вследствие влияния  $U_a$  на поле у катода, т. е. на ток  $I_k$ . Такой пентод имел бы только проводимость электростатического действия  $1/R_{i2}$  и  $\mu = \mu_{эс}$ , но ту же самую крутизну  $S$  по сетке  $C_1$ . Таким образом:

$$\mu_{эс} = R_{i2}S$$

или

$$R_{i2} = \frac{\mu_{эс}}{S} \approx \frac{k+1}{kS_k} \frac{1}{D_{a,c_3}D_{c_3,c_2}D_{c_2,c_1}}, \quad \frac{1}{R_{i2}} = D_{a,c_3}D_{c_3,c_2}D_{c_2,c_1}S_k \frac{k}{k+1}. \quad (44.18)$$

Коэффициент усиления низкочастотного пентода с учетом токораспределения и проницаемости сеток следует вычислять из соотношения

$$\mu = R_i S = \frac{SR_{i1}R_{i2}}{R_{i1} + R_{i2}} = \frac{\mu_{эс}R_{i1}}{R_{i1} + R_{i2}} = \frac{\mu_{эс}}{1 + \frac{R_{i2}}{R_{i1}}}. \quad (44.19)$$

Воспользовавшись соотношениями:

$$R_{i2} = \frac{\mu_{эс}}{S}, \quad S = \frac{k}{k+1} S_k, \quad \frac{1}{R_{i1}} = \frac{U_a}{I_a} \frac{k^2 - D'_{c_2c_3}B_2^2}{k^2(k+1)},$$

$$I_a = I_k \frac{k}{k+1}, \quad I_k = KU_{э1}^{3/2}, \quad S_k = \frac{3}{2} KU_{э1}^{1/2}$$

и принимая во внимание, что  $\frac{k^2 - D'_{c_2c_3}B_2^2}{k^2} = 1 - D'_{c_2c_3} \frac{U_{c_3}}{U_a} \approx 1$ , получим для коэффициента усиления

$$\mu = \frac{\mu_{эс}}{1 + \frac{\mu_{эс}U_{эс1}}{3U_a(1+k)}}. \quad (44.20)$$

Изложенная здесь теория электронных процессов в пентоде хорошо объясняет форму характеристик пентода и позволяет для некоторых, практически важных режимов вычислить его параметры. Но конструктору важно получить на основе теории указания о влиянии структуры сеток и их расположения на величину коэффициента токораспределения, на эффективность подавления динатронного эффекта и, наконец, на форму переходного участка характеристики между пологой и крутой ее частями, или, как мы будем говорить, на резкость перелома характеристики. Все эти вопросы имеют значение при работе пентода в схеме. Например, в любом пентоде желательно добиться возможно более крутого подъема анодной характеристики на протяжении наименьшего возможного интервала значений  $U_a$  и тем самым увеличить протяженность пологого участка характеристики и уменьшить внутреннее сопротивление в пределах круто поднимающегося участка. Всегда желательно иметь наибольшее возможное значение коэффициента токораспределения  $k = I_a/I_{c_2}$ , так как чем меньше  $I_{c_2}$ , тем больше крутизна анодно-сеточной характеристик и  $S = \frac{k}{k+1} S_g$ . Важность полного подавления динатронного эффекта не требует особых пояснений.

Как это часто бывает, требования к конструкции, которые нужно предъявить для получения небольшого тока  $I_{c_2}$  и резкого перелома характеристики, оказываются несколько противоречивыми и на практике приходится довольствоваться компромиссным решением. Только подавление динатронного эффекта не вызывает особых трудностей и не вступает в конфликт с остальными требованиями. Можно сказать, что уже наличие защитной сетки, имеющей потенциал, равный нулю, густой или редкой, расположенной близко к аноду или близко к экранирующей сетке, оказывается достаточным для подавления динатронного эффекта.

Форма переходного участка характеристики зависит, во-первых, от отклонения электронов при прохождении через сетки и, во-вторых, от влияния пространственного заряда в пространстве экранирующая сетка — защитная сетка — анод, где при небольших  $U_a$  и  $U_{c_2} = 0$  пространственный заряд имеет тенденцию накапливаться. Рассмотрим сначала влияние отклонения электронов. Отклонение электронов зависит от структуры сеток. «Идеальная» сетка, сплетенная из бесконечно тонких проволок и имеющая бесконечно малые ячейки, совершенно не отклоняет электроны. Чем больше отличается сетка от идеальной, т. е. чем толще ее проволока и чем больше шаг намотки, тем сильнее она рассеивает электроны и тем больше предельное отношение напряжений  $U_a/U_{c_2}$ , при котором режим возврата переходит в режим перехвата. Отсюда можно сделать некоторые выводы в отношении сеток пентода. Если бы все три сетки были идеальные, то на анодной ( $I_a, U_a$ ) характеристике анодный ток при  $U_a = 0$  скачком менялся бы от нуля до некоторого постоянного значения. Но

в реальном пентоде каждая из сеток рассеивает электроны и при последовательном их прохождении рассеяние накапливается.

Поэтому для получения крутого подъема и резкого перелома следует уменьшить рассеяние от каждой сетки, т. е. следует уменьшить шаг намотки сеток и одновременно уменьшить диаметр проволоки. Второе требование особенно существенно для первой сетки, потому что она близка к катоду и при толстых проволоках увеличивается возможность островной эмиссии, а для второй сетки, находящейся при положительном напряжении, чрезмерное, не вызванное требованием хорошей экранировки увеличение коэффициента заполнения ведет к повышению тока  $I_{c_2}$ , т. е. к уменьшению коэффициента токораспределения. Уменьшение диаметра проволоки ведет к ухудшению механических свойств сетки и может поэтому применяться только до известного предела. Уменьшению шага защитной сетки препятствуют соображения, о которых будет сказано немного ниже.

Для уменьшения рассеяния полезно увеличивать расстояние между сетками, так как при этом уменьшаются напряженности полей между ними, а это увеличивает фокусное расстояние электронных линз в ячейках сетки и тем самым снижает отклонение электронных лучей.

Несколько особое положение занимает защитная сетка. Уменьшение шага намотки сетки  $C_3$  уменьшает ее проницаемости  $D_{c_2c_3}$  и  $D_{a.c_3}$  и уменьшает, следовательно, действующее напряжение в ее плоскости, а это в свою очередь способствует увеличению числа электронов, возвращающихся к сетке  $C_2$ . Защитную сетку приходится поэтому делать относительно редкой (с большим шагом намотки) и помещать ее ближе к аноду, чем к сетке  $C_2$ , с таким расчетом, чтобы разность напряженностей полей по обе ее стороны при небольших  $U_a$  была очень мала.

Тогда фокусное расстояние линз-диафрагм, образуемых ячейками этой сетки, будет велико, а отклонение мало. Все изложенные выше способы уменьшения рассеяния электронов сетками в той или иной степени могут быть использованы при конструировании пентодов, и на практике удается получить настолько крутой подъем начальной части анодной характеристики, что внутреннее сопротивление на этом участке не превышает сотен ом. На пологой части характеристики  $R_i$  имеет, разумеется, совсем иное, гораздо большее значение.

Начальный участок анодной характеристики обращен выпуклостью вверх, если, как только что было показано, его форма определяется переходом от режима возврата к режиму перехвата и отклонением электронов при прохождении сеток. В подавляющем большинстве случаев характеристики пентодов имеют именно такую форму (см. рис. 377, а также характеристики высокочастотных пентодов в [Л.А.18] или [Л.А.19]). Но может случиться, что на форме характеристики отразится влияние пространственного заряда между сеткой  $C_2$  и анодом. При большой плотности тока, входящего в промежуток сетка  $C_2$  — анод, здесь может образоваться виртуальный катод, от которого

часть электронов поворачивает обратно. Этот случай был рассмотрен в § 10 гл. 1, где было показано, что анодные характеристики при наличии виртуального катода обращены выпуклостью вниз (к оси напряжений). При уменьшении входящего тока, т. е. в пентоде при уменьшении  $U_{c_1}$ , виртуальный катод может исчезнуть и ток тогда увеличится. Это значит, что анодные характеристики будут пересекаться. Семейство анодных характеристик такого типа вероятнее получить в пентодах с большими расстояниями между электродами, так как действие пространственного заряда растет с квадратом расстояния (§ 10). На рис. 379 показано полученное экспериментально семейство анодных характеристик пентода, на котором отчетливо видны отмеченные выше особенности.

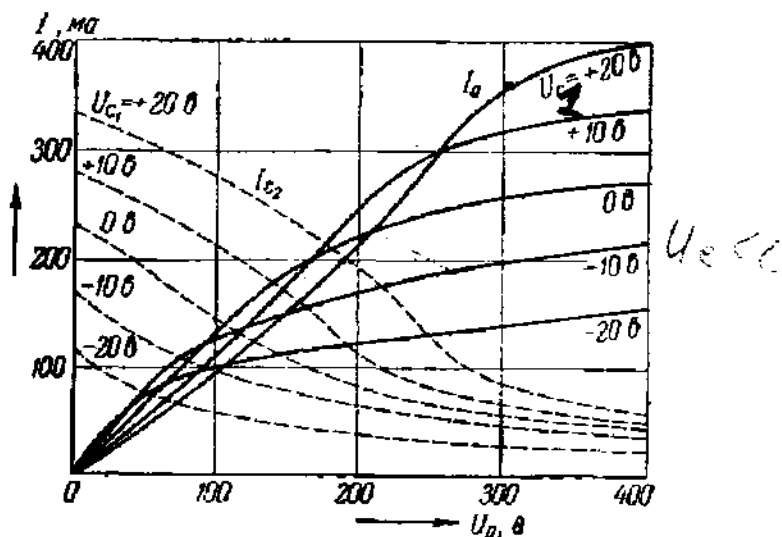


Рис. 379. Пример анодных характеристик пентода, на которых видно влияние образования виртуального катода.

Легко видеть, что требование хорошей экранировки стоит в противоречии с требованием снижения тока на экранирующую сетку. Кроме того, делая сетку  $C_2$  более редкой для снижения тока  $I_{c_2}$ , мы одновременно уменьшаем составляющую  $R_{i_2}$  внутреннего сопротивления и, значит, значение  $R_i$  для пентода в целом.

Приведем типичные данные, характеризующие пентоды.

а) Высокочастотные пентоды: 6Ж7  $C_{a,c_1} = 5 \cdot 10^{-3}$  пф,  $R_i = 1,2$  мгом,  $k = 4,0$ ; 2К2  $C_{a,c_1} = 2 \cdot 10^{-3}$  пф,  $R_i = 1$  мгом,  $k = 2,7$ .

б) Низкочастотные пентоды: 2П3  $C_{a,c_1} = 0,5$  пф,  $R_i = 0,08$  мгом;  $k = 5,9$ , СБ-244 (устаревший, старое название),  $C_{a,c_1} = 0,5$  пф;  $R_i = 0,15$  мгом,  $k = 5,5$ .

4. Лучевые тетроды. Полное подавление динаatronного эффекта может быть достигнуто и без применения защитной сетки, если использовать понижение потенциала между экранирующей сеткой и анодом, вызванное пространственным зарядом, которое тем больше, чем больше плотность тока и расстояние между электродами.

Расположение и форма электродов лампы, имеющей в пространстве сетка  $C_2$  — анод минимум потенциала, а также вид электронного потока показаны на рис. 380. Оксидный подогревный катод имеет форму эллиптического цилиндра, причем оксид нанесен только на широкие стороны катода. Защитной сетки в лампе нет, но имеются две пластины, соединенные с катодом, препятствующие расширению электронного потока. Главной особенностью лампы является точное

по возможности согласование намоток обеих сеток, которое состоит в том, что витки экранирующей сетки лежат как раз против витков управляющей сетки. Отверстия между проволоками сеток приходятся друг против друга и образуют электростатические собирающие линзы,

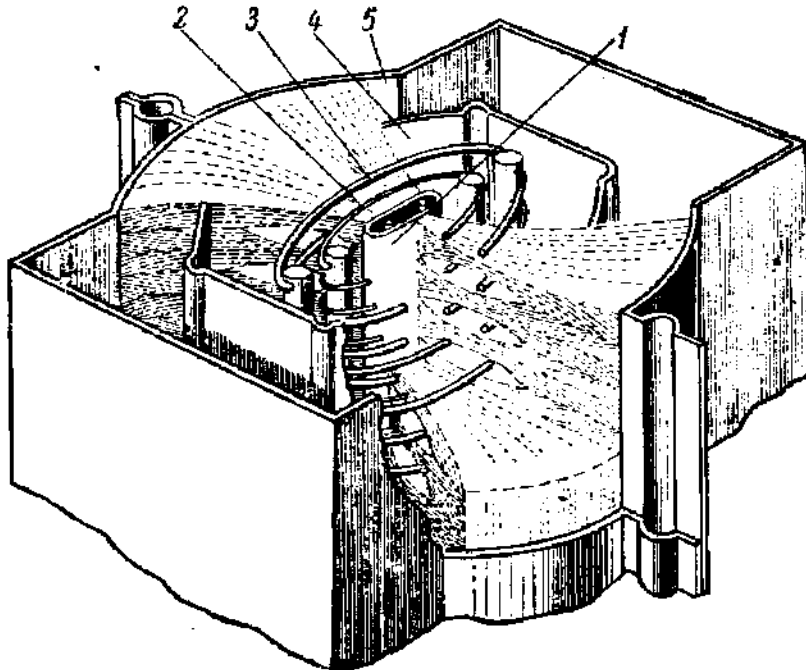


Рис. 380. Конструкция электродов лучевого тетрода.

1—катод; 2—управляющая сетка; 3—экранирующая сетка; 4—пластины, соединенные с катодом; 5—анод.

настолько короткофокусные, что электронные лучи, параллельные при выходе из катода, пересекаются вблизи отверстий экранирующей сетки и выходят в пространство сетка  $C_2$ —анод слегка расходящимся пучком. Из-за строения электронного потока, разделяемого сетками на отдельные пучки, эти лампы получили название лучевых.

Рис. 380 показывает, что электронный поток в лучевом тетроде почти целиком проходит мимо проволок экранирующей сетки. Ясно, что в режимах, в которых отсутствуют возвращающиеся от анода электроны, ток  $I_{c_2}$  на экранирующую сетку должен быть очень мал. И действительно, в лучевых тетродах ток  $I_{c_2}$  составляет 5—15% анодного тока, так что крутизна анодно-сеточной характеристики в соответствии с соотношением

$$S = \frac{k}{k+1} S_k$$

составляет 85—95% крутизны характеристики полного тока  $S_k$ .

Расстояние между сеткой  $C_2$  и анодом выбирают достаточно большим, и в этом промежутке получается глубокий минимум потенциала.

Поверхность минимума потенциала лежит между сеткой  $C_2$  и анодом, и динаatronный эффект полностью устраняется, как это по-

казывают анодные характеристики лучевого тетрода (рис. 381), отличающиеся от характеристик пентода более резким переходом от пологого к крутоспадающему участку. Это происходит потому, что вдоль плоскости защитной сетки пентода, обычно редкой, потенциал

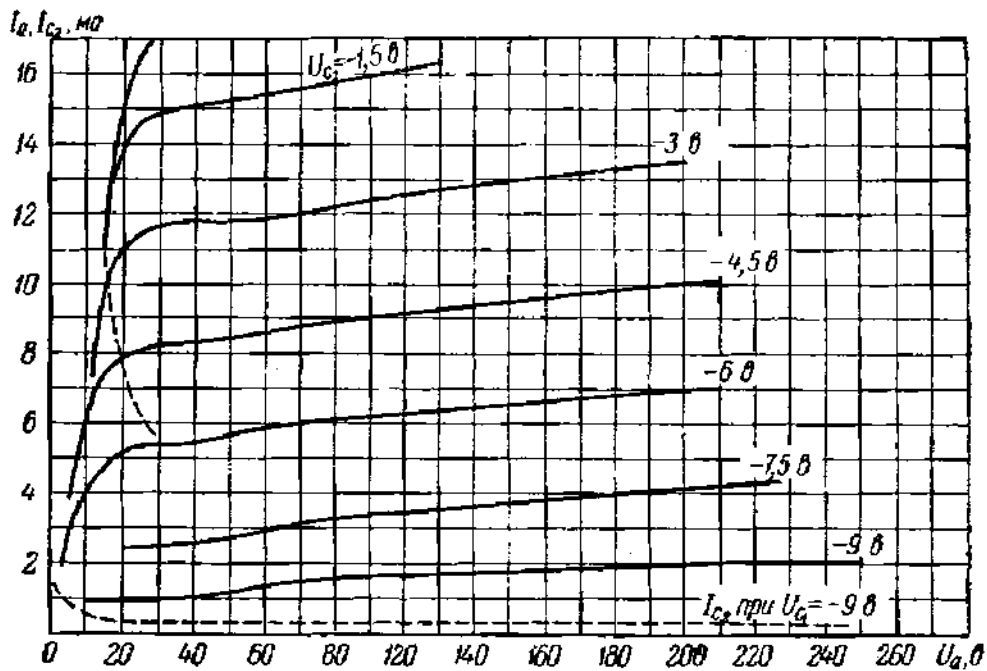


Рис. 381. Анодные характеристики лучевого тетрода 2П9М.

сильно меняется и электроны, проходящие вблизи витков проволоки, отклоняются гораздо сильнее, чем электроны, проходящие посередине промежутка между проволоками. Но на поверхности минимума потенциала в лучевом тетроде потенциал повсюду одинаков, и электроны, как видно из рис. 380, приходят к этой поверхности по мало отличающимся направлениям. Условия для поворота электронов перед анодом наступают поэтому для всех электронов почти при одном и том же  $U_a$ , чем и создается крутой перелом анодной характеристики. Расстояние сетка  $C_2$  — анод у лучевых тетродов относительно велико, и здесь при подходящих условиях ( $U_{c2} > U_a$ ,  $I_a$  велико, т. е.  $U_{c1} > 0$ ) может возникнуть виртуальный катод и анодные характеристики в соответствующих местах будут пересекаться (см., например, характеристики тетрода 2П9М [Л.А.19, стр. 52]). Влияние динаatronного эффекта заметно (в очень небольшой степени) только при самых слабых токах, т. е. при очень низких напряжениях на сетке  $C_1$ .

Согласование намоток управляющей и экранирующей сеток практически применимо только в низкочастотных усилительных и генераторных тетродах, где экранирующая сетка может быть относительно не густой. Для усиления высокочастотных сигналов требуется густая экранирующая сетка, и тогда трудно добиться хорошего согласования намоток.



Экранирующая сетка лучевого тетрода имеет большую проницаемость, а ток  $I_{c_2}$  на экранирующую сетку в почти горизонтальной части характеристики очень мал и мало зависит от анодного напряжения. Поэтому в лучевом тетроде изменения анодного тока зависят главным образом от электростатического действия анодного напряжения на пространственный заряд у катода и токораспределение при вычислении коэффициента усиления можно в первом приближении не учитывать. Значит, можно считать, что истинный коэффициент усиления лучевого тетрода

$$\mu \approx \mu_{эс} = \frac{1}{D_{c_2 c_1} D_{a, c_2}}. \quad (44.21)$$

Например, для лучевого тетрода с плоскими электродами и сетками из параллельных проволок получим, обозначая радиусы проволок обеих сеток через  $\rho_1$  и  $\rho_2$  и расстояние между проволоками через  $s$ :

$$\left. \begin{aligned} D_{c_2 c_1} &= \frac{s \ln \left( \frac{2\pi\rho_1}{s} \right)}{2\pi d_{c_1 c_2}}, \\ D_{a, c_2} &= \frac{s \ln \left( \frac{2\pi\rho_2}{s} \right)}{2\pi d_{c_2 a}}, \\ \mu &\approx \frac{d_{c_1 c_2} d_{c_2 a}}{\left( \frac{s}{2\pi} \right)^2 \ln \left( \frac{2\pi\rho_1}{s} \right) \ln \left( \frac{2\pi\rho_2}{s} \right)}. \end{aligned} \right\} \quad (44.22)$$

Более точные формулы можно найти в специальных руководствах по электронным лампам [Л.5.3; Л.5.10].

### 5. Применение тетродов и пентодов.

**Примеры конструкций.** Для усиления напряжения в приемниках чаще всего применяются пентоды; некоторые из

выпускаемых промышленностью пентодов имеют короткие, другие — удлиненные анодно-сеточные характеристики. Для усиления мощности в качестве выходных ламп приемников применяют (кроме триодов) лучевые тетроды и пентоды н. ч. Существует большое число вариантов каждого из этих типов ламп, отличающихся напряжением накала, оформлением, параметрами и т. п. [Л.А.18; Л.А.19]. Следует отметить,

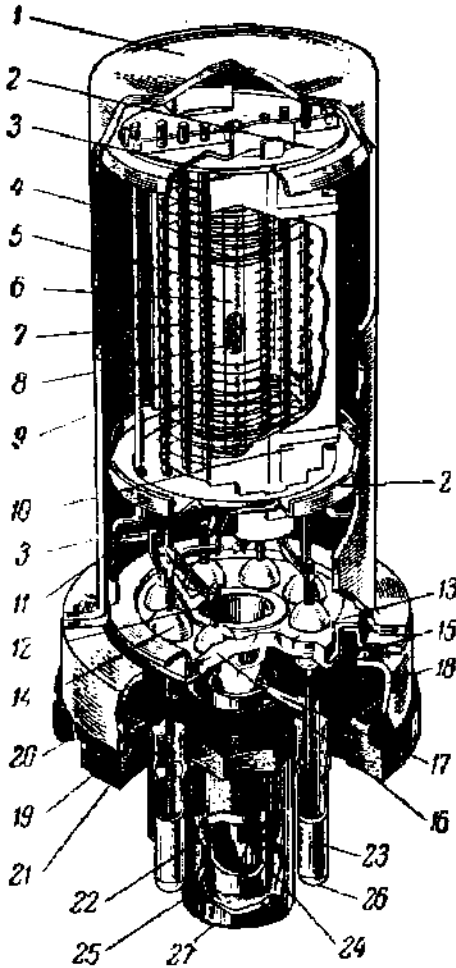


Рис. 382. Высокочастотный усилительный пентод.

1 — металлический баллон; 2 — экран; 3 — слюдяной изолятор; 4 — стойка; 5 — управляющая сетка; 6 — катод; 7 — экранирующая сетка; 8 — подогреватель; 9 — защитная сетка; 10 — анод; 11 — газопоглотитель; 12 — конический экран; 13 — стеклянное дно; 14 — бусы; 15 — металлическое кольцо ножки; 16 — бусы; 17 — цилиндрический экран; 18 — кольцо цоколя; 19 — ввод; 20 — место зажима цоколя; 21 — цоколь; 22 — трубка для откачки (штенгель); 23 — штырек; 24 — место отпайки штенгеля; 25 — выступ ключа; 26 — припой; 27 — направляющий ключ.

что изложенная выше теория процессов в пентодах и тетродах полезна для понимания физики этих ламп, но ее результаты недостаточно точны для количественных расчетов. Теории многосеточных ламп, достаточно точной и вместе с тем достаточно удобной для инженерных расчетов, в настоящее время не существует, и при конструировании новых ламп приходится пользоваться эмпирическими данными, имеющимися в распоряжении конструкторских бюро на заводах электронных приборов.

Конструкция усилительного пентода в. ч. усложняется из-за необходимости тщательной экранировки анода и его ввода от управляющей сетки. Пример конструктивного оформления в. ч. пентода в металлическом баллоне приведен на рис. 382, где экраны отмечены цифрами 2, 12, 17.

Генераторные пентоды и тетроды используются главным образом в диапазонах малых и средних мощностей, где они заменили триоды. К ним относится все сказанное в § 42 об охлаждении анодов генераторных триодов. На рис. 383 изображен генераторный пентод ГУ-80, рассчитанный на выходную мощность около 750 *вт.* С помощью напряжения, поданного на третью сетку генераторного пентода, можно осуществить модуляцию передатчика. Это сетка должна эффективно действовать на анодный ток, и ее делают поэтому достаточно густой. Обозначения, принятые по ГОСТ для тетродов и пентодов, см. § VI.

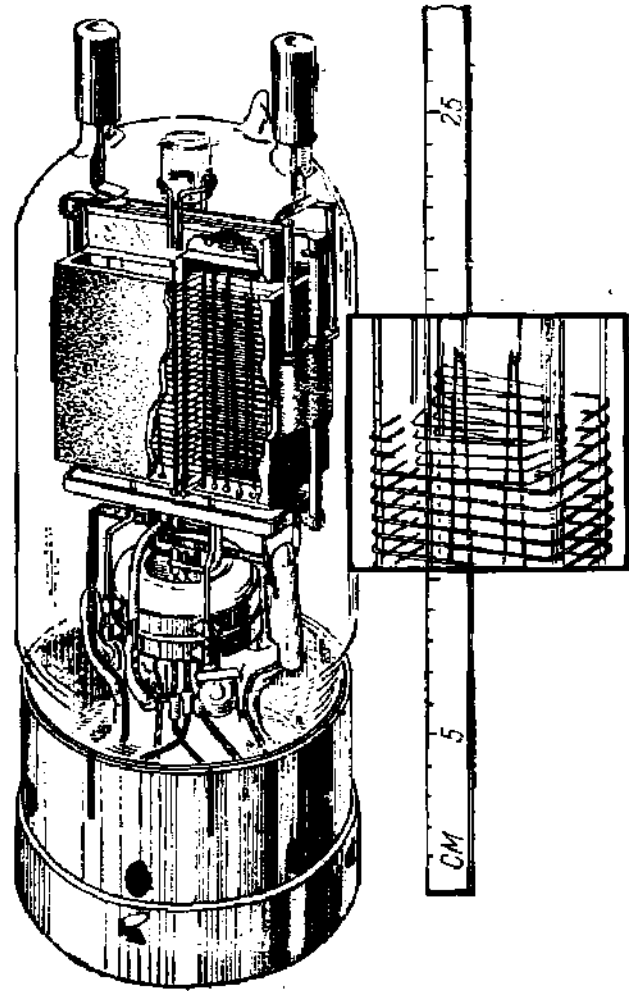


Рис. 383. Генераторный пентод ГУ-80. Конструкция сеток показана в увеличенном масштабе справа.

## § 45. Электронные лампы с двумя управляющими сетками

1. Двойное управление анодным током в многосеточных лампах. В радиотехнике существуют задачи, которые наиболее эффективно решаются с помощью ламп, на электронный поток которых действуют два переменных напряжения различной частоты. Таковы задачи о преобразовании частоты в супергетеродинном приемнике

и модуляции колебаний передатчика, работающего на генераторном пентоде. Одновременное воздействие двух переменных напряжений на электронный поток осуществляется с помощью двух управляющих сеток, из которых одна действует на полный ток в лампе, а другая — на распределение тока между электродами, находящимися под положительным напряжением. Например, в пентоде управляющими сетками в этом режиме служат первая и третья сетки, причем полный ток пентода разделяется между анодом и второй сеткой, заряженными до большого положительного потенциала. В таких случаях говорят, что в лампе осуществляется двойное управление анодным током. На практике двойное управление анодным током, кроме пентодов, применяют в лампах с четырьмя, пятью и шестью сетками (гексоды, гептоды и октоды). Разберем метод двойного управления анодным током на примере пентода.

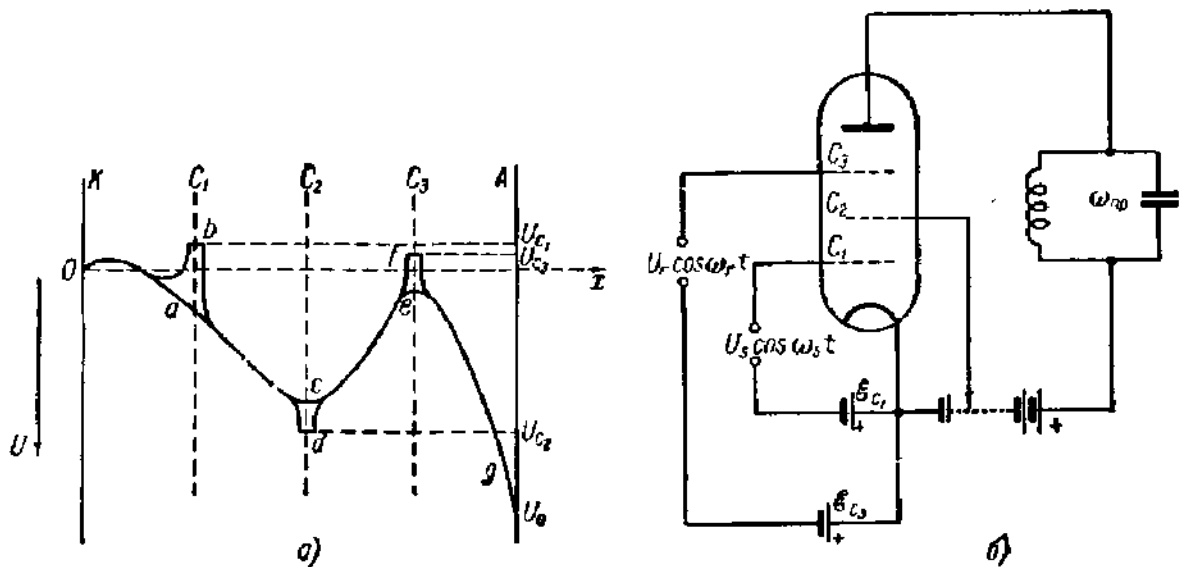


Рис. 384. *a* — распределение потенциала в пентоде с двумя управляющими сетками; *б* — принципиальная схема двухсеточного преобразования частоты с пентодом.

Пусть в пентоде от сетки  $C_3$  сделан особый вывод и напряжение ее, таким образом, можно изменять. Найдем условия, при которых напряжение  $U_{c_3}$  сильно действует на анодный ток. Так как в пентоде налицо два электрода, имеющих положительный потенциал: сетка  $C_2$  и анод (рис. 384), то перед нами опять стоит задача о токораспределении. В зависимости от величины отрицательных напряжений  $U_{c_1}$  и  $U_{c_3}$  и положительных  $U_{c_2}$  и  $U_a$  может установиться как режим перехвата, так и режим возврата. В данном случае следует создать режим возврата, так как именно в этом режиме имеет место сильная зависимость токов  $I_a$  и  $I_{c_2}$  от напряжений. Формула (44.10) была выведена для режима прямого перехвата, когда влияние напряжений на токораспределение относительно слабо. Для токорас-

пределения в режиме перехвата существенно было влияние напряжений на траектории электронов в промежутке между сетками  $C_1$  и  $C_2$ , вдали от сетки  $C_3$ , и замена при решении этой задачи сетки  $C_3$  сплошным электродом с действующим напряжением  $U_{э.с_3}$  была вполне допустима, так как вдали от плоской сетки поле ее однородно. Но в режиме возврата электроны, возвращающиеся к сетке  $C_2$ , могут подходить близко к сетке  $C_3$  и проникать в область неоднородного поля. При таких условиях замена сетки  $C_3$  сплошным проводником, иными словами, введение в теорию понятия действующего напряжения в плоскости сетки  $C_3$  не обосновано и теория существенно усложняется. Тем не менее будем сначала считать возможным введение действующего напряжения в плоскости сетки  $C_3$ .

Так как  $U_{с_3} < 0$ , то ток в плоскости сетки  $C_3$  равен анодному току  $I_a$ . Принимая, что между сетками  $C_2$  и  $C_3$  существует режим возврата, можно написать (§ 41):

$$\frac{I_a}{I_k} = B_1 \left[ \frac{U_{э.с_3}}{U_{э.с_2}} \right]^{1/2}. \quad (45.1)$$

Будем считать сетку  $C_2$  густой и  $U_{э.с_2} = U_{с_2}$ . Тогда

$$U_{э.с_3} = \frac{U_{с_2} D_{с_2с_3} + U_{с_3} + U_a D_{а.с_3}}{1 + D_{с_2с_3} + D_{а.с_3}}. \quad (45.2)$$

Из (45.4) и (45.2) следует:

$$\begin{aligned} I_a &= \frac{B_1}{(1 + D_{с_2с_3} + D_{а.с_3})^{1/2}} I_k \left[ \frac{U_{с_2} D_{с_2с_3} + U_{с_3} + U_a D_{а.с_3}}{U_{с_2}} \right]^{1/2} = \\ &= B_2 I_k \left[ \frac{U_{с_2} D_{с_2с_3} + U_{с_3} + U_a D_{а.с_3}}{U_{с_2}} \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (45.3)$$

где  $B_2$  — постоянная. Частную производную

$$S_{с_3} = \frac{\partial I_a}{\partial U_{с_3}} \quad (45.4)$$

будем называть крутизной по сетке  $C_3$  (по второй управляющей сетке). Из (45.3) получим\*):

$$S_{с_3} = \frac{B_2 I_k}{2U_{с_2}^{1/2}} \frac{1}{(U_{с_2} D_{с_2с_3} + U_{с_3} + U_a D_{а.с_3})^{1/2}} = \frac{B_2^2 I_k^2}{2U_{с_2} I_a}. \quad (45.5)$$

---

\*)  $I_k$  почти не зависит от  $U_{с_3}$  вследствие экранирующего действия сетки  $C_2$ .

Формулы (45.4) и (45.5), как уже отмечено, не могут быть точными. Сетка  $C_3$  находится между двумя электродами, потенциалы которых выше потенциала  $U_{c_3}$ . Это положение сходно с распределением потенциала в триоде, изображенном на рис. 340. Как видно из рисунка, в этом случае «седловидные» точки поля \*)  $P_1, P_2, \dots$ , имеющие потенциал  $U_p$ , находятся вблизи середины щелей. В середине щели потенциал в плоскости сетки имеет максимум, и при уменьшении  $U_{c_3}$  потенциалы средних точек  $P_1, P_2, \dots$  делаются меньше нуля в последнюю очередь. Можно сказать, что из всего электронного потока, направляющегося к сетке  $C_3$ , в наиболее благоприятном положении в отношении возможности попадания на анод находятся электроны, направляющиеся в «седловидные» точки поля  $P_1, P_2, \dots$ . Очевидно, что условием запираания анодного тока при понижении  $U_{c_3}$  будет условие  $U_{P_1} = U_{P_2} = \dots = 0$  и форма характеристики  $(I_a, U_{c_3})$ , во всяком случае вблизи запираания, будет зависеть от структуры поля вблизи «седловидных» точек.

Точный расчет токораспределения в режиме возврата, однако, оказывается очень сложным и приводит к громоздким и неудобным формулам. Можно показать [Л.5.9], что для анодного тока приближенно справедливо выражение, весьма сходное с выражением (45.3):

$$I_a = B_k \sqrt{\frac{\alpha U_{c_2} + U_{c_3} + \beta U_a}{U_{c_2}}} I_w \quad (45.6)$$

но коэффициент  $B_k$  и коэффициенты при  $U_{c_2}$  и  $U_a$  отличны от соответствующих коэффициентов в формуле (45.3). Из (45.6) следует:

$$S_{c_3} = \frac{B_k^2 I_w^2}{2 U_{c_2} I_a} \quad (45.7)$$

В формулах (45.6) и (45.7) величины  $\alpha, \beta$  и  $B_k$  постоянные, зависящие только от геометрических данных лампы. Их можно найти эмпирическим путем по характеристикам лампы, воспользовавшись тем, что, как это следует из (45.6):

$$\beta = - \left( \frac{dU_{c_3}}{dU_a} \right)_{U_{c_2}, \frac{I_a}{I_w} = \text{const}} \quad (45.8)$$

а основание характеристики  $(I_a, U_{c_2})$ , т. е. точка, где  $I_a = 0$ , определяется условием  $\alpha U_{c_2} + U_{c_3} + \beta U_a = 0$ . Наконец, при  $U_{c_3} = 0$  и  $U_{c_2} = U_a$

$$\frac{I_a}{I_w} = B_k \sqrt{\alpha + \beta} \quad (45.9)$$

\*) Около этих точек образуются «седла» на потенциальном рельефе.

На рис. 385, а дана серия экспериментальных кривых зависимости  $I_a/I_k$  от  $U_{c_3}$ , а на рис. 385, б — те же кривые, рассчитанные по формуле (45.6), в которой  $B_4$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  определены указанным способом из экспериментальных данных и при построении теоретических кривых считаются постоянными. Как видно, результаты теории подтверждаются экспериментом. Теоретические кривые при  $U_{c_2} = U_a$  должны пересекаться в одной точке при  $U_{c_3} = 0$ , экспериментальные же кривые пересекаются при  $U_{c_3} > 0$ ; однако это смещение точки пересечения вполне объясняется контактной разностью потенциалов между сеткой  $C_3$  и катодом, которую можно даже этим способом измерить. Точно так же появление «хвоста» в нижней части экспериментальных характеристик, естественно, объясняется не принятым во внимание в теории разбросом начальных скоростей электронов.

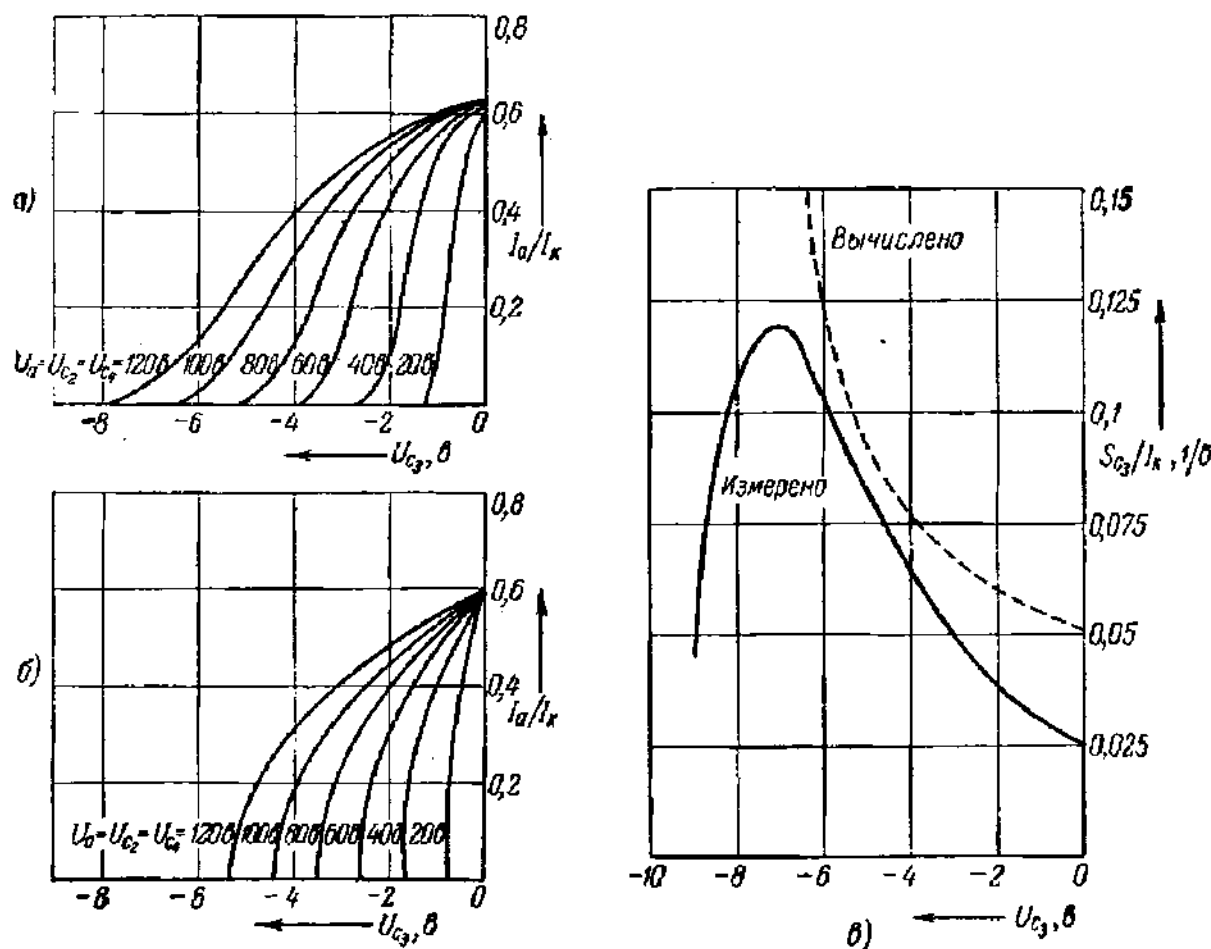


Рис. 385. Зависимость  $I_a/I_k$  от  $U_{c_3}$  для гексода.

а — экспериментальная; б — теоретическая; в — сравнение теоретической и экспериментальной зависимостей  $S_{c_3}/I_k$  от  $U_{c_3}$  для гексода (сетка  $C_4$  соединена с анодом).

Влияние разброса скоростей сказывается и на кривой зависимости крутизны  $S_{c_3}$  от напряжения  $U_{c_3}$  (рис. 385, в). Теоретическая (пунктирная) кривая при  $I_a \rightarrow 0$  (т. е. при приближении к запиранию лампы напряжением  $U_{c_3}$ ) стремится к бесконечности, в то время как

экспериментальная (сплошная) кривая обнаруживает падение  $S_{c_2}$ , соответствующее форме характеристик рис. 385, а.

Заметим, что как в изложенной грубо приближенной теории, так и в более точной теории, приводящей к формулам (45.6) и (45.7), не учтено влияние пространственного заряда. Об этом влиянии будет сказано ниже.

**2. Преобразование частоты и рабочие параметры частотопреобразовательных ламп.** По характеристикам ( $I_a, U_{c_1}$ ) можно определить крутизну по первой сетке

$$S_{c_1} = \frac{\partial I_a}{\partial U_{c_1}}$$

и по характеристикам ( $I_a/U_{c_2}$ ) крутизну по третьей сетке

$$S_{c_3} = \frac{\partial I_a}{\partial U_{c_3}}.$$

Крутизна по первой сетке  $S_{c_1}$  при данном  $U_{c_1}$  зависит от  $U_{c_2}$  и, наоборот,  $S_{c_2}$  зависит от  $U_{c_1}$  при заданном  $U_{c_2}$  (см. ниже рис. 388). Иными словами, меняя напряжение на одной управляющей сетке, можно менять крутизну по другой управляющей сетке, и наоборот. В этом смысле при работе в радиотехнических устройствах обе сетки взаимозаменяемы. Однако форма характеристик по обеим сеткам, а также их расположения по отношению к другим электродам различны и на практике полной взаимозаменяемости нет.

Из статических характеристик ламп с двумя управляющими сетками можно определить параметры подобно тому, как это было сделано для ламп с одной управляющей сеткой; например, внутреннее сопротивление  $R_i = \frac{\partial U_a}{\partial I_a}$ , коэффициент усиления анод — первая

сетка  $\mu_{a.c_1} = - \left( \frac{\partial U_a}{\partial U_{c_1}} \right)$ , коэффициент усиления вторая сетка —

первая сетка  $\mu_{c_1.c_2} = - \left( \frac{\partial U_{c_2}}{\partial U_{c_1}} \right)$  и т. п. Только немногие из них

встречаются в радиотехнических расчетах. Наиболее важным параметром ламп с двумя управляющими сетками служит крутизна преобразования. Этот параметр непосредственно связан с работой лампы в качестве смесителя в супергетеродинном приемнике. Принципиальная схема преобразования частоты с пентодом показана на рис. 384, б.

Напряжение сигнала от входной цепи приемника (частота  $\omega_s$ ) подано на сигнальную сетку — здесь это первая сетка пентода. На третью сетку подано напряжение от местного генератора небольшой мощности (гетеродина с частотой  $\omega_r$ ). Анодный ток является функцией напряжений на обеих управляющих сетках:

$$U_{c_1} = \mathcal{E}_{c_1} + U_s \cos(\omega_s t), \quad U_{c_3} = \mathcal{E}_{c_3} + U_r \cos(\omega_r t), \quad (45.10)$$

т. е.

$$i_a = f(U_{c_1}, U_{c_2}).$$

Здесь  $\mathcal{E}_{c_1}$  и  $\mathcal{E}_{c_2}$  — смещения обеих сеток, обычно для предупреждения возникновения токов на управляющие сетки отрицательные, а  $U_s \cos(\omega_s t)$  и  $U_r \cos(\omega_r t)$  — синусоидальные напряжения сигнала и гетеродина. Разность начальных фаз принята равной нулю, так как  $\omega_s \neq \omega_r$  и всегда можно начать счет времени с момента, когда фазы обоих колебаний сравняются.

Разлагая  $i_a$  в ряд и ограничиваясь членами до второго порядка, т. е. считая амплитуды переменных напряжений малыми, получим:

$$i_a = f(\mathcal{E}_{c_1}, \mathcal{E}_{c_2}) + \left(\frac{\partial f}{\partial U_{c_1}}\right)_0 U_s \cos(\omega_s t) + \left(\frac{\partial f}{\partial U_{c_2}}\right)_0 U_r \cos(\omega_r t) + \\ + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial^2 f}{\partial U_{c_1}^2}\right)_0 U_s^2 \cos^2(\omega_s t) + 2 \left(\frac{\partial^2 f}{\partial U_{c_1} \partial U_{c_2}}\right)_0 U_s U_r \cos(\omega_s t) \cos(\omega_r t) + \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial^2 f}{\partial U_{c_2}^2}\right)_0 U_r^2 \cos^2(\omega_r t) \right\}, \quad (45.11)$$

где индексом 0 отмечены значения производных в точке  $i_a = i_{a0} = f(\mathcal{E}_{c_1}, \mathcal{E}_{c_2})$ .

В анодной цепи, кроме постоянной слагающей  $i_{a0}$ , будут слагающие частоты  $\omega_s$ ,  $\omega_r$ ,  $2\omega_s$ ,  $2\omega_r$  (эти частоты получаются из-за наличия членов, содержащих  $\cos \omega_s t$ ,  $\cos \omega_r t$ ,  $\cos^2 \omega_s t$ ,  $\cos^2 \omega_r t$ ) и  $(\omega_r + \omega_s)$ ,  $\omega_{пр} = (\omega_r - \omega_s)$  (последние две слагающие получаются от члена разложения, содержащего  $\cos(\omega_s t) \cos(\omega_r t)$ ).

Если анодный контур настроить на частоту  $\omega_{пр}$ , то только напряжение частоты  $\omega_{пр}$  на контуре будет иметь заметную величину, так что остальные слагающие тока в анодной цепи можно не учитывать. В схеме рис. 384, б, следовательно, выделены и усилены колебания частоты  $\omega_{пр}$ , которую называют промежуточной частотой.

Весь процесс перехода от частоты  $\omega_s$  к промежуточной, обычно меньшей частоте  $\omega_{пр}$  называется преобразованием частоты. Преобразование частоты с помощью пентода-смесителя требует двух ламп: смесительной лампы и лампы гетеродина. В курсах радиоприема показывается, почему усиление колебаний промежуточной частоты  $\omega_{пр}$  выгоднее усиления колебаний высокой частоты  $\omega_s$ .

Амплитуду слагающей анодного тока частоты  $\omega_{пр}$  можно найти из формулы

$$i_{пр} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 i_a}{\partial U_{c_1} \partial U_{c_2}} U_s U_r = \frac{1}{2} p U_r U_s, \quad \left. \begin{aligned} p &= \frac{\partial^2 i_a}{\partial U_{c_1} \partial U_{c_2}} = \frac{\partial S_{c_1}}{\partial U_{c_2}} = \frac{\partial S_{c_2}}{\partial U_{c_1}}. \end{aligned} \right\} \quad (45.12)$$



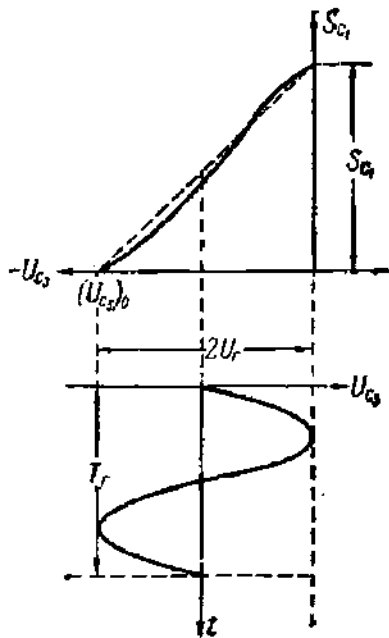
Коэффициент  $p$  называют постоянной преобразования. Из формулы (45.12) следует:

$$\frac{i_{np}}{U_s} = S_{np} = \frac{1}{2} \frac{\partial S_{c_1}}{\partial U_{c_2}} U_r = \frac{1}{2} p U_r \quad (45.13)$$

Величина  $S_{np}$ , равная отношению амплитуд анодного тока промежуточной частоты и напряжения сигнала, имеющего частоту  $\omega_p$ , называется крутизной преобразования.

Как показывает равенство (45.13), крутизна преобразования  $S_{np}$ , служащая основным параметром частотопреобразовательных ламп, характеризует эффективность воздействия напряжения одной из управляющих сеток на крутизну по другой управляющей сетке. Крутизна преобразования зависит не только от свойств лампы, но и от амплитуды напряжения гетеродина  $U_r$ .

Пусть на сетку  $C_1$  подан сигнал, а на сетку  $C_2$  — напряжение гетеродина. Зависимость  $S_{c_1}$  от  $U_{c_2}$ , вообще говоря, нелинейна, как это показано на рис. 386 для  $U_{c_2} < 0$ .



Выбирая соответственным образом смещение сетки  $C_2$  и амплитуду гетеродина, можно добиться, чтобы крутизна  $S_{c_1}$  изменялась от 0 до  $(S_{c_1})_{max} = (S_{c_1})_{U_{c_2}=0}$ . Тогда, заменяя характеристику прямой линией, получаем приближенно:

$$p = \frac{\Delta S_{c_1}}{\Delta U_{c_2}} = \frac{(S_{c_1})_{max}}{2U_r} = \frac{2S_{np}}{U_r},$$

откуда

$$S_{np} = \frac{(S_{c_1})_{max}}{4} = \frac{(S_{c_1})_{U_{c_2}=0}}{4}. \quad (45.14)$$

При заходе напряжения гетеродина в область положительных  $U_{c_2}$  крутизна преобразования оказывается несколько больше и лежит в пределах

$$\frac{(S_{c_1})_{U_{c_2}=0}}{4} \div \frac{(S_{c_1})_{U_{c_2}=0}}{2}.$$

Рис. 386. К вычислению соотношений между  $S_{np}$  и  $(S_{c_1})_{U_{c_2}=0}$

В пентоде  $(S_{c_1})_{U_{c_2}=0}$ , очевидно, обычная крутизна анодно-сеточной характеристики, измеренная в условиях подключения сетки  $C_2$  к катоду.

**3. Частотопреобразовательные лампы с общим электронным потоком.** Как следует из сказанного выше, пентод имеет минимум электродов, необходимых для частотопреобразовательной лампы, действие которой основано на двойном управлении анодным током. Однако в действительности пентоды в схемах, подобных схеме рис. 384, б, не применяются. Пентоды применяют только в схемах так называемого односеточного преобразования частоты, основанных

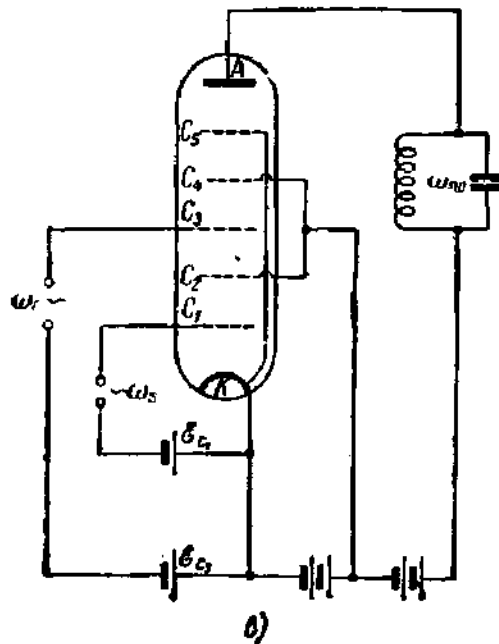
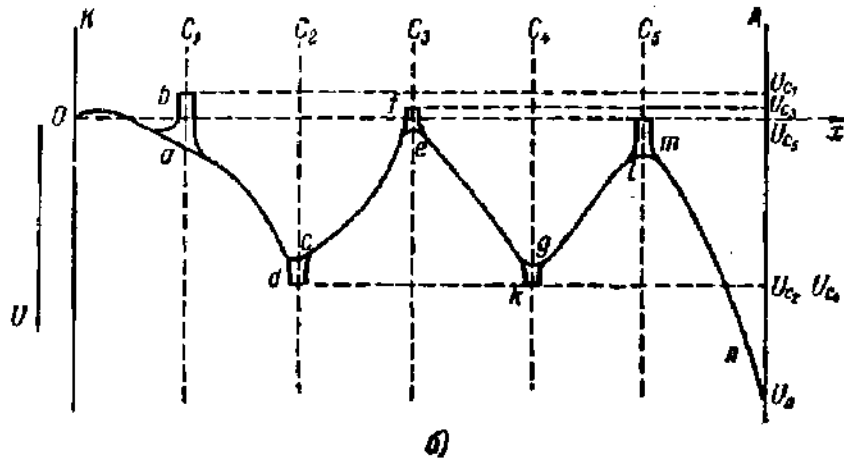
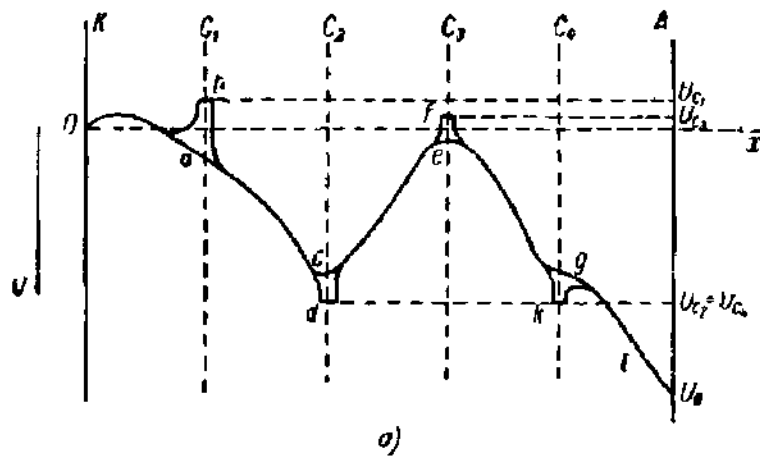


Рис. 387. Обозначение электродов и распределение потенциалов.  
*a* — в гексоде; *b* — в гектоде-смесителе; *e* — принципиальная схема смешения частоты с гектодом-смесителем.

на использовании нелинейности характеристик. В этих схемах напряжение сигнала и напряжение гетеродина подаются на одну и ту же сетку. В радиотехнике для двухсеточного преобразования частоты применяются четырехсеточные лампы — гексоды и, чаще всего, пятисеточные лампы — гептоды \*).

На рис. 387, а и б показано распределение напряжений на электродах гексода и гептода-смесителя; в схемах преобразования частоты, работающих на этих лампах, в гетеродине приходится использовать отдельную лампу. Принципиальная схема преобразования частоты с гептодом-смесителем дана на рис. 387, в. Та же схема остается верной и для гексода, который отличается только тем, что в нем нет сетки  $C_3$ , используемой в гептоде-смесителе в качестве защитной сетки при  $U_{c_3} = 0$ . Из рис. 387, в видно назначение сеток: на сетки  $C_1$  и  $C_3$  подается напряжение от входной цепи приемника и отдельного гетеродина, а  $C_2$  и  $C_4$  — экранирующие сетки.

Переменными напряжениями в схемах преобразования частот являются напряжения  $U_{c_1}$ ,  $U_{c_2}$  и  $U_a$ . Поэтому в первую очередь интерес представляют семейства характеристик  $(I_a, U_{c_1})$ ,  $(I_a, U_{c_2})$ ,  $(I_a, U_a)$



Рис. 388. Характеристики гексода с неразделенным электронным потоком.

а — характеристики  $(I_a, U_{c_1})$ ; б — характеристики  $(I_a, U_{c_2})$ ; в — характеристики  $(I_a, U_a)$ .

(рис. 388). Эти характеристики сняты для гексода. Причем для предотвращения возникновения виртуального катода были приняты пред-

\*) По вопросам радиотехнического характера, связанным с преобразованиями частоты, следует обратиться к руководствам по радиоприему, например к книге: В. И. Сифоров, Радиоприемные устройства, гл. 7, изд. Министерства обороны, 1954.

осторожности, о которых будет сказано немного ниже. За параметр семейства характеристик  $(I_a, U_{c_1})$  на рис. 388, а принято напряжение второй управляющей сетки  $U_{c_2}$ , а напряжения  $U_{c_3}$ ,  $U_{c_4}$  и  $U_a$  остаются постоянными для всего семейства. Напряжения сетки  $C_4$  и анода, отделенных от пространства катод — сетка  $C_1$  экраном  $C_3$ , почти не влияют на характеристики  $(I_a, U_{c_1})$ , а напряжение сетки  $C_2$  будет, очевидно, смещать характеристики  $(I_a, U_{c_1})$  совершенно так же, как смещает анодно-сеточные характеристики триода анодное напряжение. Таким образом, семейства характеристик  $(I_a, U_{c_1})$  с параметрами  $U_{c_2}$ , или  $U_{c_3}$ , или  $U_a$  не представляли бы ничего нового.

Кривые рис. 388, а показывают, как вторая управляющая сетка влияет на форму характеристик анодного тока по первой сетке. Все кривые начинаются из одной точки, так как напряжение  $U_{c_2}$  меняет только долю электронов, идущих на анод, и запирающее напряжение для всех кривых (рис. 388, а) одинаково. Точно так же и кривые  $(I_a, U_{c_2})$ , где параметром служит  $U_{c_1}$  (рис. 388, б), начинаются из одной точки, так как действие сетки  $C_3$  на анодный ток заключается в повороте электронов к сетке  $C_2$  и напряжение  $U_{c_1}$  на этот процесс не влияет. Общее свойство характеристик  $(I_a, U_{c_1})_{U_{c_2}=\text{const}}$  и  $(I_a, U_{c_2})_{U_{c_1}=\text{const}}$  состоит в том, что увеличение отрицательного смещения на одной из управляющих сеток всегда уменьшает крутизну характеристики по другой сетке.

Анодные характеристики  $(I_a, U_a)$  гексода (рис. 388, в) построены для случая  $U_{c_1} = U_{c_3}$ ,  $U_{c_2} = U_{c_4}$  и только в интервале  $U_a > U_{c_2} = U_{c_4}$ , как это всегда бывает для гексода в рабочих условиях. На них видно начало динатронного провала при  $U_a \approx U_{c_4}$ , что вполне понятно, если учесть, что в гексоде между сеткой  $C_4$  и анодом нет защитной сетки. Анодные характеристики гексода, таким образом, сходны с характеристиками тетрода.

Как уже отмечалось, характеристики рис. 388 измерены в отсутствие виртуального катода. Из рис. 387 легко увидеть, что возможность возникновения виртуального катода реальна для пространства между сетками  $C_2$  и  $C_3$ , где электроны сильно тормозятся. Эта возможность устраняется, если работать при слабых токах и небольших расстояниях между сетками  $C_2$  и  $C_3$ , как это и было при измерении кривых рис. 388. В промышленных образцах гексодов и гептодов эти требования по большей части не соблюдаются и возникновение виртуального катода значительно влияет на вид характеристик. Примером могут служить характеристики одного американского гексода (6К8\*) (рис. 389).

\*) Обозначение, принятое в США. По ГОСТ для отечественных ламп буква К в качестве второго элемента обозначения присвоена пентодам с удлиненной характеристикой.

Для образования виртуального катода благоприятны понижение потенциала сетки  $C_3$ , увеличивающее торможение электронов, и повышение потенциала сетки  $C_1$ , увеличивающее ток, входящий в пространство

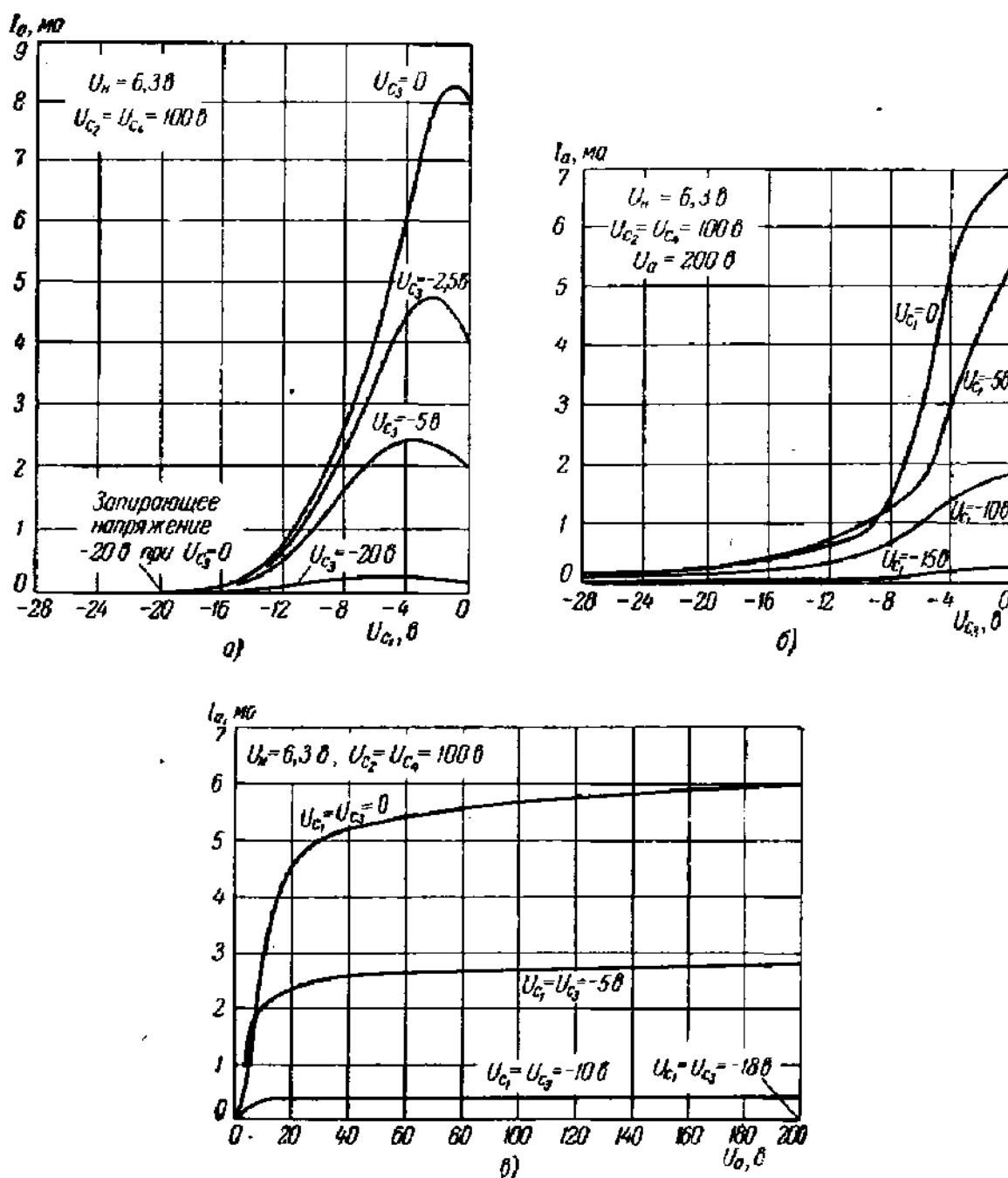


Рис. 389. Характеристики гексодной части триод-гексода 6К8 с разделенными электронными потоками.

$\alpha$  — характеристики ( $I_a, U_{c1}$ );  $\delta$  — характеристики ( $I_a, U_{c3}$ );  $\text{в}$  — характеристики ( $I_a, U_a$ ).

между сетками  $C_2$  и  $C_3$ . Действительно, на характеристиках ( $I_a, U_{c1}$ ) обнаруживается максимум, показывающий, что, начиная с некоторого момента, повышение  $U_{c1}$  уменьшает  $I_a$ , как это и должно быть после возникновения виртуального катода. Точно так же на характеристиках

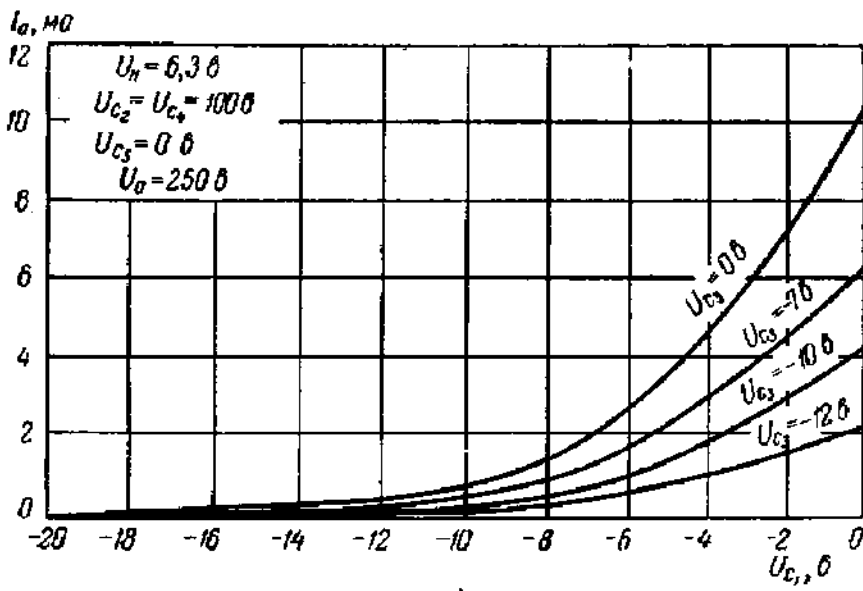
$(I_a, U_{c_3})$  (рис. 389, б) в некотором интервале значений  $U_{c_3}$  характеристика с  $U_{c_1} = 0$  идет ниже, чем характеристика с  $U_{c_1} = -5$  в, что указывает на существование в этих режимах виртуального катода. Характеристики  $(I_a, U_a)$  (рис. 389, в) не имеют динатронного провала. Это обстоятельство, как и в лучевых тетрадах, следует приписать образованию минимума потенциала достаточной глубины между сеткой  $C_4$  и анодом, расстояние между которыми в гексоде 6К8 довольно велико.

Существенно, что на характеристиках, обнаруживающих с полной ясностью существование виртуального катода, нет скачков и гистерезисных явлений (см. § 10). Это связано с тем, что в промышленных образцах ламп сетка неоднородна по своей структуре и виртуальный катод образуется не сразу, а только постепенно захватывает весь электронный поток при увеличении  $U_{c_1}$  или уменьшении  $U_{c_2}$ .

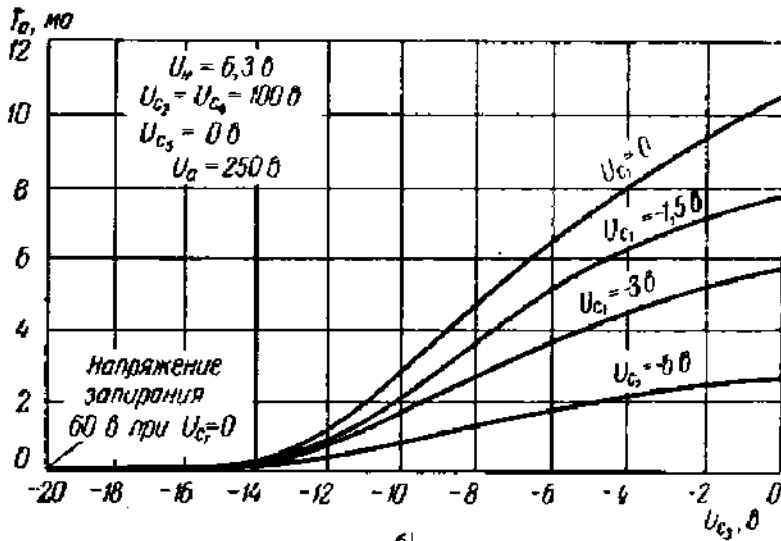
В многосеточных лампах, выпускаемых промышленностью, образование виртуального катода стараются использовать для улучшения формы характеристики. Дело в том, что в отсутствие виртуального катода как характеристики  $(I_a, U_{c_1})$ , так и характеристики  $(I_a, U_{c_3})$  имеют значительную кривизну. Крутизна характеристики  $(I_a, U_{c_1})$  возрастает, как известно, пропорционально  $I_a^{1/2}$ . Если в точке, соответствующей примерно середине характеристики, в разных местах лампы будет возникать виртуальный катод, то  $I_a$  будет расти медленнее и даже может начать уменьшаться, когда виртуальный катод распространится на большую часть электронного потока. Это окажет спрямляющее действие на характеристику  $(I_a, U_{c_1})$ . Сравнивая характеристики  $(I_a, U_{c_3})$  на рис. 388, б и 389, б, можно видеть, что изгибы их обращены в разные стороны. Значит, возникновение и постепенное распространение виртуального катода будут спрямлять и эту характеристику. Наивыгоднейшее расстояние между электродами и конструкция сеток при этом подбираются опытным путем.

Распределение напряжений в гептоде-смесителе показано на рис. 387, б. Его характеристики, изображенные на рис. 390\*), в существенных чертах повторяют характеристики гексода. Заметим, что характеристику по первой сетке можно, как это и сделано у гептода 6L7, сделать удлиненной, применяя переменный шаг ее намотки. Форма характеристик  $(I_a, U_{c_3})$  отражает влияние напряжения  $U_{c_3}$  на количество возвращающихся электронов. Подбирая конструкцию сеток, можно и эту характеристику делать более или менее пологой. Характеристики  $(I_a, U_a)$  гептода, разумеется, при любых токах носят «пентодный» характер, т. е. не обнаруживают динатронного провала.

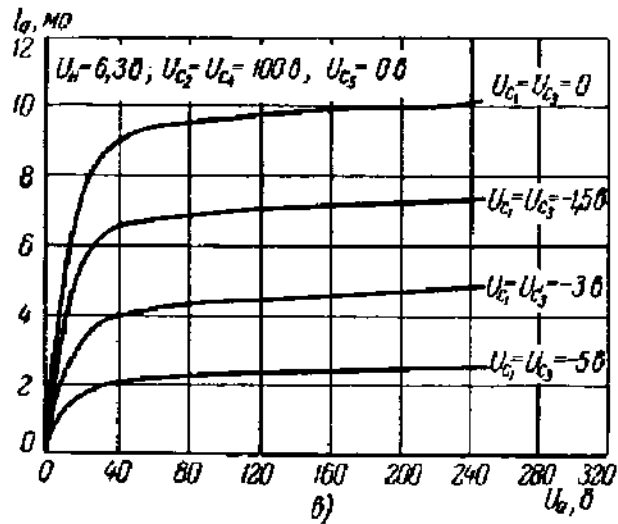
\*) Американский гептод 6L7, аналогичный выпускавшемуся у нас гептоду-смесителю 6А5Б; обозначение его дано по [Л. А. 21, стр. 74].



а)



б)



в)

Рис. 390. Характеристики гектода-смесителя 6Л7.

а — характеристики ( $I_a, U_{c1}$ ); б — характеристики ( $I_a, U_{c3}$ ); в — характеристики ( $I_a, U_a$ ).

Весь процесс преобразования частоты можно осуществить в схеме с одной только лампой — геттод-преобразователем. Распределение электродных напряжений этой лампы показано на рис. 391, а.

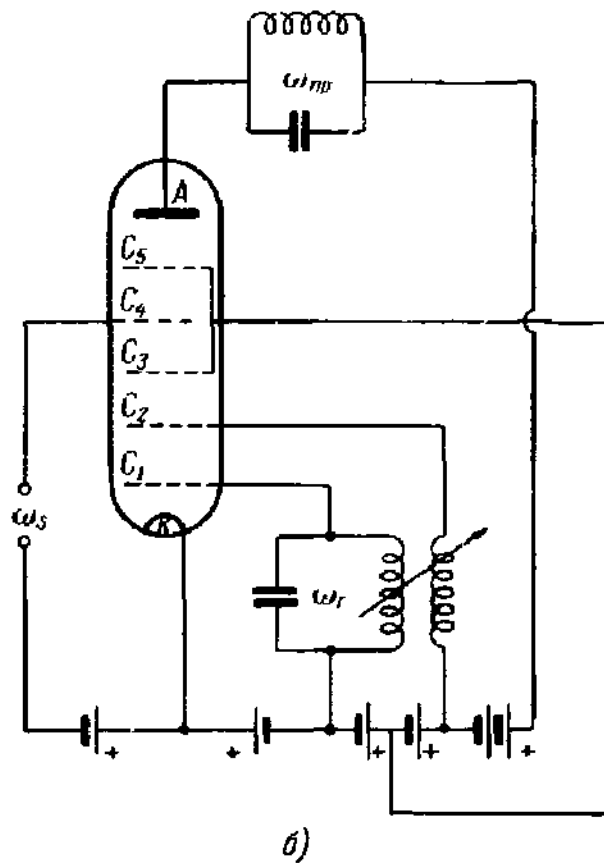
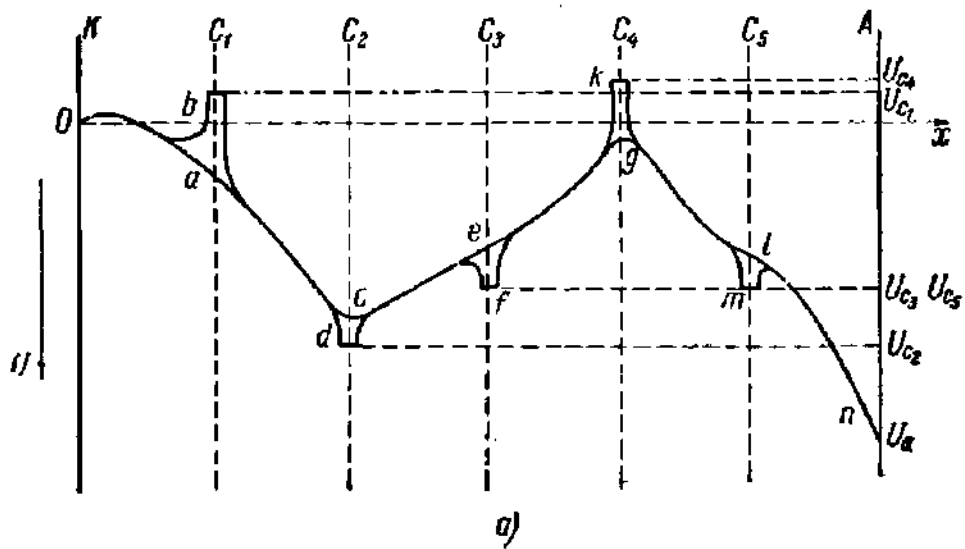


Рис. 391. Геттод-преобразователь.

а — обозначение электродов и распределение потенциала; б — принципиальная схема преобразования частоты.

Сетки  $C_1$  и  $C_2$  используются как сетка и анод гетеродинной лампы и на них подаются соответствующие напряжения (рис. 391, б)



Сетки  $C_4$  и  $C_5$  экранирующие, их можно соединить между собой внутри лампы (например, как в 6А8Б [Л.А.21, стр. 72]) и сделать от них общий вывод. Сетка  $C_3$  сигнальная, на нее подается отрицательное смещение.

Назначение сеток  $C_1$  и  $C_2$  указывает, что из гептода-преобразователя можно выделить триодную часть с параметрами

$$\mu_{\text{тр}} = - \left( \frac{dU_{c_2}}{dU_{c_1}} \right)_{I_{c_2} = \text{const}},$$

$$S_{\text{тр}} = \left( \frac{dI_{c_3}}{dU_{c_1}} \right)_{U_{c_2} = \text{const}},$$

которые можно использовать для расчета гетеродина. Значение параметра  $S_{\text{тр}}$  обычно указывают в справочной литературе. Отрицательное смещение, поданное на сетку  $C_4$ , тормозит электроны, и между сетками  $C_3$  и  $C_4$  образуется электронное облако, заряд которого модулируется напряжением на сетке  $C_1$ , т. е. модулируется с частотой  $\omega_r$ . Электронное облако для остальной части гептода служит катодом, эмиссия из которого модулируется с частотой  $\omega_s$ . Эта часть лампы имеет управляющую сетку  $C_4$ , экранирующую сетку  $C_5$  и анод, т. е. представляет собой тетрод. В анодной цепи, очевидно, появляется ток промежуточной частоты  $\omega_{\text{пр}} = |\omega_s - \omega_r|$ , усиленный тетродной частью преобразователя.

Колебания заряда облака, совершающиеся с частотой  $\omega_r$ , наводят в цепи сигнальной сетки  $C_4$  ток частоты гетеродина  $\omega_r$ . Это своего рода паразитная связь цепей гетеродина и сигнала через «электронное облако». Существует связь и в обратном направлении. Дело в том, что между сетками  $C_3$  и  $C_4$  существует режим возврата и часть возвращающихся электронов проходит через сетку  $C_3$  и попадает на находящийся под положительным напряжением электрод  $C_2$  — анод гетеродина. Ток возвращающихся электронов, очевидно, модулирован с частотой  $\omega_s$  сигнала. Как показывается в теории супергетеродинного приема, оба указанных эффекта неблагоприятно сказываются на работе приемника. Наконец, отсутствие защитной сетки в гептоде-преобразователе дает возможность возникновения динаotronного эффекта, как в обычном тетроде. Гептод-смеситель благодаря наличию защитной сетки (рис. 390) свободен от последнего недостатка, который можно устранить, введя дополнительную шестую защитную сетку и превратив лампу таким образом в октод. Однако и в октоде останутся те же паразитные «электронные» связи, и существенных преимуществ перед гептодом-преобразователем иметь он не будет. Октоды не получили большого распространения в радиотехнике.

Гептод-смеситель конструктивно отличается от гептода-преобразователя ввиду того, что назначения сеток у них различны, как это

видно из сравнения рис. 387, *в* и 391, *б*. В частности, сетка  $C_2$  в одном случае — анод гетеродина, а в другом — густая экранирующая сетка. В последнее время наибольшее распространение получили универсальные гектоды, которые можно использовать как в качестве смесительных, так и в качестве преобразовательных ламп благодаря особой конструкции сетки  $C_2$ , которая может одновременно служить экраном и анодом гетеродина. Сетка  $C_3$  этой лампы является защитной сеткой, и она дает пентодное усиление промежуточной частоты, как и смесительная лампа. Такова, например, лампа 6А10С [Л.А.21, стр. 76 или Л.А.19, стр. 68].

Смесительные гектоды в СССР не изготавливаются, и потребности радиотехники в частотопреобразовательных лампах вполне удовлетворяются несколькими типами гектодов и пентодов, пригодных для схем односеточного преобразования частоты.

**4. Лампы с разделенными электронными потоками.** Качество преобразования частоты с помощью всего одной лампы может быть существенно улучшено, если в лампе применить разделенные электронные потоки. Примером такой лампы может служить американский триод-гектод 6К8, некоторые характеристики гектодной части которого были приведены на рис. 389. Триод-гектод 6К8 — комбинированная лампа, состоящая из триода и гектода, имеющих общий катод и сетку (рис. 392). Но в триодную часть поступает электронный поток с одной стороны катода, а в гектодную — обособленный электронный поток с другой стороны катода. Легко понять, что в лампе 6К8 устранен отмеченный выше недостаток гектода-преобразователя — «электронная» связь между цепями гетеродина и сигнала.

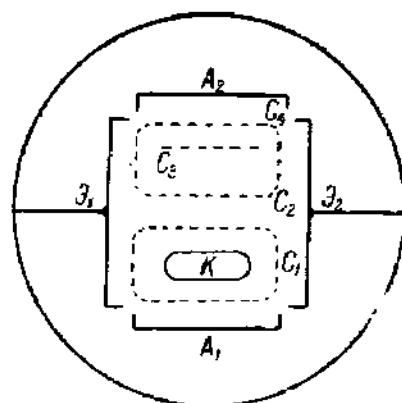


Рис. 392. Структура электродов гектода 6К8 с разделенными электронными потоками.

Расстояние между сеткой  $C_1$  и анодом гектода  $A_2$  берется достаточно большим, а электронный поток, сжатый с боков двумя дополнительными экранами  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$ , имеет большую плотность. В результате между  $C_1$  и  $A_2$  образуется минимум потенциала достаточно глубокий для устранения динаatronного эффекта, как это показывают характеристики рис. 389, *в*.

Более сложное разделение электронного потока применено в лампе ЕКЗ, сечение которой показано на рис. 393. Электронный поток с самого начала разделяется на четыре части электронооптической системой, образуемой четырьмя траверзами сетки  $C_1$ . Два лучка электронов направляются на два соединенных вместе сплошных электрода  $C_2$ , служащих анодом гетеродина. «Сетка»  $C_3$  — опять сплошной электрод с двумя проходами. Сигнальная сетка  $C_4$  возвра-

щает часть электронов назад, но они целиком попадают на электрод  $C_2$ , полностью экранирующий электроды  $C_1$ . Вид траектории электронов напоминает струи фонтана, которые в своем обратном движении попадают на  $C_3$ . В действительности разброс возвращающихся электронов еще больше, чем на рисунке, вследствие электростатических сил, расширяющих пучок, так что почти все возвращающиеся электроны попадают на  $C_3$ . На  $C_2$  попадают только прямые электроны, путь которых гораздо короче и время пробега меньше, чем для электро-

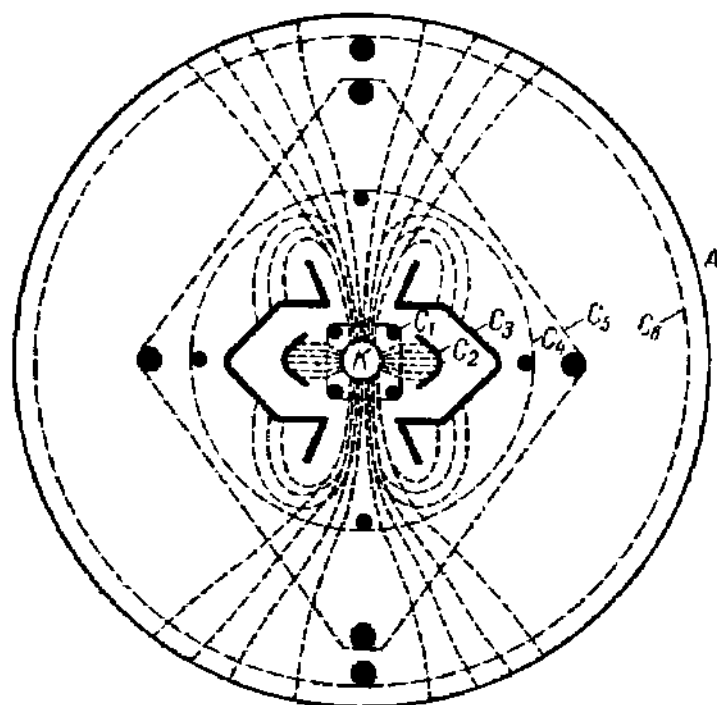


Рис. 393. Сечение электродов и вид электронных траекторий в лампе ЕКЗ с разделенными электронными потоками.

нов, возвращающихся от сетки. Это обстоятельство имеет значение так как позволяет применять четырехлучевую лампу ЕКЗ на высоких частотах. Перед экранирующей сеткой  $C_4$  электронный поток с помощью электронооптической системы, образованной отверстием в электроде  $C_3$  и траверсами сигнальной сетки  $C_4$ , разделяется опять на два потока и, пройдя через экранирующую сетку  $C_4$  и защитную сетку  $C_5$ , попадает на анод. Наличие защитной сетки обеспечивает лампе ЕКЗ, как и гептоду-смесителю, усилительные свойства, соответствующие пентоду. Лампа ЕКЗ называется четырехлучевым октодом по числу электронов, хотя, может быть, ее правильнее было бы называть триод-гептодом.

Лампы типа 6К8 и ЕКЗ с разделением электронного потока сложны в производстве, и вместе с тем они не являются незаменимыми для радиотехнических целей.

## § 46. Флуктуационные шумы электронных ламп и фотоэлектрических приборов

1. **Природа флуктуационных шумов в радиоаппаратуре.** Рассмотрим, будет ли ток в любом проводящем промежутке — электронной лампе, фотоэлементе или каком-нибудь проводнике — оставаться совершенно постоянным при строго постоянных напряжениях. Нетрудно предвидеть, что строгого постоянства не будет.

Электрический ток представляет собой поток отдельных носителей тока — электронов, а в некоторых случаях также и ионов, движущихся в электрических и магнитных полях. Но движение носителей тока не вполне определяется внешними полями. Ток в металле, например, зависит от теплового движения в нем, ток в электронной лампе — от прохождения электронов через поверхностный потенциальный барьер катода, а ток в фотоэлементе — еще и от характера передачи энергии фотонов электронам внутри катода.

Все эти процессы протекают беспорядочно и испытывают случайно распределенные отклонения от средних величин. Например, через потенциальный барьер катода лампы или фотоэлемента проходит то немного меньше, то немного больше электронов, и эмиссионный ток, следовательно, все время испытывает кратковременные колебания около своего среднего значения, характер которого передает рис. 394.

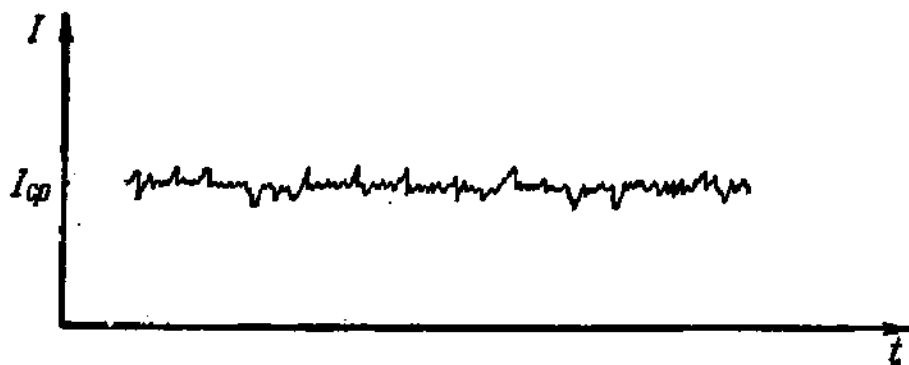


Рис. 394. Характер флуктуаций тока в лампе.

Эти хаотические колебания тока, или, как их называют, флуктуации тока, связаны с его дискретным строением, с корпускулярной природой электрических зарядов. Флуктуации тока будут существовать в любых проводниках и при прохождении тока через вакуум, и так как причина их лежит в самой природе электрических зарядов, то они принципиально не могут быть полностью устранены.

Опыт показывает, что в обычных условиях в статических режимах, при снятии характеристик ламп и т. п. флуктуации не обнаруживаются. Это указывает на их небольшую относительную величину и чрезвычайную кратковременность. Однако было бы преждевременно делать отсюда заключение, что флуктуации не представляют интереса для практики.

На вход первой лампы усилителя вместе с напряжением сигнала попадают тепловые флуктуации напряжения на сопротивлениях входной цепи. Напряжение на выходе первого каскада усилителя складывается из напряжения сигнала, напряжения тепловых флуктуаций входной цепи и из напряжения, вызванного флуктуациями анодного тока первой лампы. Все эти флуктуации усиливаются вместе с сигналом в следующих каскадах усилителя. Легко понять, что сигнал будет хорошо различим на выходе усилителя только в случае, если его амплитуда много больше флуктуаций в полосе усиления.

Повышая усиление и работая со все более слабыми сигналами, мы придем в конце концов к тому, что сигнал будет совершенно замаскирован флуктуациями. Флуктуационные колебания во входных цепях радиоприемника дают на его выходе колебания напряжения, распространяющиеся на диапазон звуковых частот, и громкоговоритель воспроизводит их в форме флуктуационного шума. Этот случай встречается на практике очень часто; поэтому флуктуации ламп, сопротивлений и т. д. часто называют «шумами» во всех частотных диапазонах независимо от того, в какой форме они проявляются.

Кроме флуктуационных шумов в электронных приборах и сопротивлениях в радиоаппаратуре возникает еще очень много шумов другого происхождения. Существуют шумы магнитно-флуктуационного происхождения, т. е. шумы, связанные со ступенчатым ходом намагничивания, флуктуации процесса ионизации, явления мерцания катода — шумы, связанные с этими причинами, равно как и шумы электронных приборов и сопротивлений, можно назвать внутренними шумами.

Причиной шума в радио- и акустической аппаратуре являются также атмосферные и промышленные помехи, микрофонный эффект в электронных лампах, шероховатость грампластинок и т. п. Появление всех помех этого типа можно отнести к внешним шумам. Сведение внешних шумов к ничтожно низкому уровню — техническая задача, решение которой в принципе всегда возможно: в этом их существенное отличие от внутренних флуктуационных шумов. В дальнейшем мы будем заниматься только внутренними шумами.

**2. Дробовой эффект в диоде в режиме насыщения.** Рассмотрим сначала флуктуации тока в термоэлектронном или фотоэлектронном диоде (фотоэлементе) в режиме насыщения. Акты эмиссии отдельных электронов никак не связаны между собой, и прохождение одного электрона через междуэлектродный промежуток в режиме насыщения практически не влияет на прохождение других. Таким образом, импульсы тока, созданные отдельными электронами, можно считать случайно распределенными и не связанными между собой. При этих условиях анодный ток, здесь равный току эмиссии, не может быть вполне постоянным, так как промежутки времени с эмиссией, превышающей среднюю, будут сменяться промежутками с пониженной эмиссией.

Каждый электрон во время движения от катода к аноду наводит во внешней цепи импульс тока. Наведенный ток возникает в момент эмиссии электрона  $t_1$  и заканчивается в момент прихода электрона на анод  $t_2$ . Продолжительность импульса  $\tau = t_2 - t_1$  составляет обычно  $10^{-7} - 10^{-9}$  сек, и форма его зависит от поля между электродами и начальной скорости электрона. На рис. 395 показаны некоторые возможные формы импульсов; подробнее этот вопрос будет рассмотрен в следующей главе. Сейчас мы отметим только то, что независимо от формы импульса наведенный заряд, измеряемый площадью кривой, т. е. интегралом  $\int_{t_1}^{t_2} I(t) dt$ , равен заряду электрона  $e$ .

Если бы это было не так, то где-нибудь в цепи происходило бы накопление зарядов.

Учитывая все сказанное о неравномерности эмиссии и наведении тока во внешней цепи отдельными электронами, можно себе представить картину прохождения тока в цепи, содержащей диод. В междуэлектродном пространстве к аноду двигается то меньше, то больше электронов, наводящих во внешней цепи импульсы тока, неравномерно распределенные во времени и накладывающиеся друг на друга. В результате наложения отдельных импульсов во внешней цепи течет ток, хаотически колеблющийся около некоторого среднего значения. Неравномерность прихода электронов на анод напоминает неравномерное распределение ударов о стенку, на которую попадает поток песчинок или дроби. Исходя из этого сравнения, В. Шоттки назвал флуктуации электрического тока в лампе дробовым эффектом.

Дробовой эффект обычно дает себя знать на выходе чувствительных усилителей. Поэтому существенно знать средний квадрат флуктуационной составляющей анодного тока в полосе пропускания усилителя от  $f$  до  $f + \Delta f$ , т. е. сумму квадратов действующих значений тока, наведенных всеми электронами в этой полосе частот  $\Delta f$ . Эту величину мы обозначим  $\overline{i_{\text{дроб}}^2}$ . Зная  $\overline{i_{\text{дроб}}^2}$ , нетрудно будет дать численную оценку влияния дробового эффекта.

Найдем сначала действие одного импульса в интервале частот  $\Delta f$ . Для этого разложим импульс в ряд Фурье, выбрав за период разложения произвольное время  $T$ , очень большое по сравнению с продолжительностью импульса  $\tau$ . В этом случае разложение в ряд Фурье даст хорошее приближение.

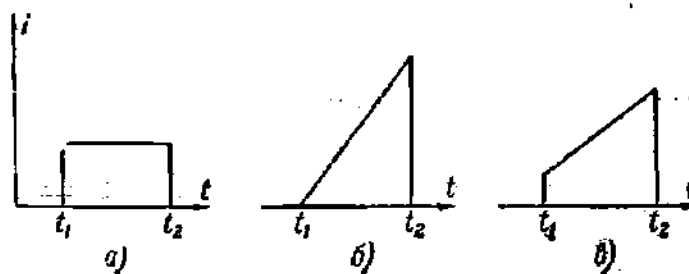


Рис. 395. Формы импульсов тока, наводимых.

$a$  — при равномерном движении заряда;  $b$  — при движении в однородном поле без начальной скорости;  $c$  — при движении в однородном поле с начальной скоростью.

Разлагая импульс  $I(t)$  в ряд Фурье, получим:

$$I(t) = a_0 + \sum_k a_k \cos \left[ k \frac{2\pi}{T} t \right] + \sum_k b_k \sin \left[ k \frac{2\pi}{T} t \right], \quad (46.1)$$

$$\left. \begin{aligned} a_k &= \frac{2}{T} \int_{t=0}^{t=T} I(t) \cos \left[ k \frac{2\pi}{T} t \right] dt, \\ b_k &= \frac{2}{T} \int_{t=0}^{t=T} I(t) \sin \left[ k \frac{2\pi}{T} t \right] dt. \end{aligned} \right\} \quad (46.2)$$

Пределы интегрирования в (46.2), очевидно, можно заменить на  $t_1$  и  $t_2 = [t_1 + \tau]$ , так что

$$a_k = \frac{2}{T} \int_{t_1}^{t_2} I(t) \cos \left[ k \frac{2\pi}{T} t \right] dt, \quad b_k = \frac{2}{T} \int_{t_1}^{t_2} I(t) \sin \left[ k \frac{2\pi}{T} t \right] dt. \quad (46.3)$$

Так как  $T \gg \tau$ , то в пределах интегрирования можно считать  $\cos$  и  $\sin$  постоянными и вынести их за знак интеграла. Тогда, учитывая, что, как это было указано выше,

$$\int_{t_1}^{t_2} I(t) dt = e,$$

получим:

$$a_k = \frac{2}{T} \cos \left[ k \frac{2\pi}{T} t \right] \int_{t_1}^{t_2} I(t) dt = \frac{2e}{T} \cos \left[ k \frac{2\pi}{T} t \right]$$

и аналогично

$$b_k = \frac{2e}{T} \sin \left[ k \frac{2\pi}{T} t \right]. \quad (46.4)$$

Амплитуда  $A_k$  гармоники частоты  $f_k = \frac{k}{T}$  равна

$$A_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2} = \frac{2e}{T} \sqrt{\cos^2 \left[ k \frac{2\pi}{T} t \right] + \sin^2 \left[ k \frac{2\pi}{T} t \right]} = \frac{2e}{T}. \quad (46.5)$$

Чтобы найти сумму квадратов амплитуд всех гармоник, частоты которых лежат в пределах от  $f$  до  $f + \Delta f$ , заметим, что изменению порядка гармоники  $k$  на единицу соответствует изменение частоты

$$\frac{k+1}{T} - \frac{k}{T} = \frac{1}{T}.$$

Следовательно, в интервале  $\Delta f$  уложится  $\frac{\Delta f}{1/T} = \Delta f \cdot T$  гармоник, каждая из которых по (46.5) имеет амплитуду  $2e/T$ . Сумма квадратов амплитуд в интервале  $\Delta f$  равна

$$A_{\Delta f}^2 = \left( \frac{2e}{T} \right)^2 \Delta f \cdot T = \frac{4e^2}{T} \Delta f, \quad (46.6)$$

и если перейти от амплитуд к эффективным значениям, то

$$\bar{i}_{\Delta f}^2 = \frac{A_{\Delta f}^2}{2} = \frac{2e^2}{T} \Delta f. \quad (46.7)$$

Здесь  $\bar{i}_{\Delta f}^2$  — сумма квадратов эффективных значений тока при прохождении через прибор одного импульса (электрона). Теперь остается еще учесть импульсы всех электронов, проходящих через прибор за время  $T$ . Если  $I_a$  — средний анодный ток, то среднее число электронов, проходящих через прибор за время  $T$ , равно

$$\bar{n}_T = \frac{I_a T}{e}. \quad (46.8)$$

Основной предпосылкой теории дробового эффекта в режиме насыщения является полная несвязанность отдельных импульсов. Это значит, что фазы гармоник различных импульсов распределены по законам случая в интервале от 0 до  $2\pi$ . Со сходным положением приходится иметь дело в оптике при осложнении колебаний двух некогерентных потоков света. Как известно, в этом случае квадрат амплитуды результирующего колебания равен просто сумме квадратов амплитуд складываемых колебаний. То же правило надо применить и при сложении амплитуд (или эффективных значений) «некогерентных» импульсов отдельных электронов. Квадраты эффективных значений при суммировании просто складываются и, таким образом,

$$\bar{i}_{\text{дроб}}^2 = \sum \bar{i}_{\Delta f}^2 = \bar{n}_T \bar{i}_{\Delta f}^2 = \frac{I_a T}{e} \frac{2e^2}{T} \Delta f = 2eI_a \Delta f, \quad (46.9)$$

откуда

$$\bar{i}_{\text{дроб}} = \sqrt{\bar{i}_{\text{дроб}}^2} = 0,564 \cdot 10^{-9} \sqrt{I_a \Delta f} \text{ (a)}. \quad (46.10)$$

Формула (46.9) справедлива, если ток, наводимый отдельным электроном, можно рассматривать как импульс. Это возможно, если  $\Delta f$  принадлежит области низких частот, так что время пролета электрона  $\tau$  можно считать очень малым. С этой оговоркой формула (46.9) применима как для термоэлектронных, так и для фотоэлектронных диодов. В выводе не были учтены некоторые обстоятельства: различие в форме импульсов из-за разных начальных скоростей электронов и наложение во времени отдельных импульсов, которое, как это можно показать, неизбежно возникает даже при токах, измеряемых несколькими микроамперами. Формула (46.9) остается верной и при этих условиях [Л.5.23].

Выражения (46.9) и (46.10) показывают, что спектр дробового эффекта имеет совершенно равномерное распределение интенсивности по частоте. Это верно, однако, только для не очень высоких частот. Теоретический расчет показывает, что с повышением частоты наступает уменьшение дробового эффекта в режиме насыщения. Уменьшение делается заметным, если угол пролета электронов, т. е. величина

$$\theta = \omega\tau = 2\pi f\tau,$$



делается не очень малым. Например, при  $\theta = \pi$  шумовой ток падает до 0,75 своей величины при низких частотах. Если задаться  $\tau = 10^{-8}$  сек, то условие  $\theta = \pi$  дает  $f = 50$  мГц ( $\lambda = 6$  м). При меньших частотах формула (46.9) достаточно точна.

Формула (46.9) хорошо подтверждена экспериментально. Для экспериментальной проверки в анодную цепь диода включается сопротивление. Вообще говоря, флуктуации анодного тока будут при наличии нагрузки в цепи анода вызывать флуктуации анодного напряжения диода и дополнительные изменения анодного тока. Но в режиме насыщения  $R_i$  диода велико и при легко выполнимом условии  $R_i \gg R_a$  можно считать, что флуктуации анодного напряжения не вызывают заметных флуктуаций в диоде.

Напряжение дробовых флуктуаций на концах анодной нагрузки слишком мало для прямого измерения, и его подают на вход усилителя. Эффективное напряжение на входе усилителя равно

$$[\bar{U}_{\text{дроб}}^2]_{\text{вх}} = 2eI_a \Delta f R_n. \quad (46.11)$$

На выходе усилителя получается эффективное напряжение, квадрат которого равен

$$[\bar{U}_{\text{дроб}}^2]_{\text{вых}} = 2eI_a R_n \int_0^{\infty} [\mu(f)]^2 df, \quad (46.12)$$

где  $\mu(f)$  — коэффициент усиления по напряжению (коэффициент передачи напряжения), являющийся функцией частоты. Он отличается от нуля практически только в пределах полосы пропускания  $\Delta f$  и легко может быть определен экспериментально. В формуле (46.12) принято, что в пределах  $\Delta f$  сопротивление нагрузки  $R_n$  не зависит от частоты. Измеряя  $[\bar{U}_{\text{дроб}}^2]_{\text{вых}}$ , лучше всего индикатором с квадратичной шкалой, можно проверить формулу (46.12). Измерения с термоэлектронными диодами показали прекрасное совпадение теории и опыта. Оказалось, что заряд электрона, определенный по формуле (46.12), менее чем на 1% отличается от табличного значения. Полное подтверждение формул (46.9) и (46.12) было получено и в опытах с фотоэлементами. Обзор экспериментов по дробовому эффекту в режиме насыщения можно найти в книге В. Л. Грановского [Л5.23]. Формула (46.9) показывает, что диод в режиме насыщения может служить генератором с широким и совершенно равномерным (по крайней мере, до частот порядка 10 мГц) спектром. Это свойство диода используется в измерительной технике (так называемые шумовые диоды).

В применении к фотоэлементам формула (46.9) позволяет оценить величину минимального светового потока, еще доступного для измерения (пороговый световой сигнал). Отношение фототока сигнала

к эффективному шумовому току равно

$$\xi_0 = \frac{i_\Phi}{\sqrt{i_{\Phi, ш}^2}} = \frac{i_\Phi}{\sqrt{2ei_\Phi\Delta f}} = \sqrt{\frac{i_\Phi}{2e\Delta f}}.$$

Пороговое значение  $[i_\Phi]_{\text{порог}}$  получится из этого соотношения, если задаться допустимой величиной  $\xi_0$ . Выбирая  $\xi_0 = 40$  и  $\Delta f = 4$  мГц, получим  $[i_\Phi]_{\text{порог}} = 2 \cdot 10^{-9}$  а =  $2 \cdot 10^{-3}$  мка. Зная интегральную чувствительность фотоэлемента  $S$ , можно вычислить световой поток  $F_{\text{порог}}$ , соответствующий  $[i_\Phi]_{\text{порог}}$ . Если  $S = 50$  мка/лм, то  $F_{\text{порог}} = 4 \cdot 10^{-8}$  лм по [Л.4.5].

Формула (46.9), выведенная для диода, пригодна и для триода с отрицательной сеткой в режиме насыщения, так как в этом случае анодный ток равен эмиссионному току. Но такой режим не является нормальным: усилительные триоды работают всегда в режиме тока, ограниченного пространственным зарядом.

**3. Депрессия дробового эффекта.** Экспериментально было установлено, что дробовой эффект в режиме пространственного заряда значительно слабее, чем в режиме насыщения. Это явление получило название подавления или депрессии дробового эффекта. Теория депрессии дробового эффекта математически сложна (см. [Л.5.22], там же обзор работ по депрессии дробового эффекта), поэтому мы ограничимся выяснением физических причин депрессии и приведем окончательные формулы.

Рассмотрим сначала случай диода в режиме начальных токов. В этом случае минимум потенциала лежит на аноде и условием попадания электрона на анод будет неравенство (для плоского диода)

$$\frac{mv_{x0}^2}{2} \geq eU_a, \quad (46.13)$$

где  $v_{x0}$  — составляющая начальной скорости, перпендикулярная к электродам. Это условие совершенно не связано с состоянием пространственного заряда между электродами и флуктуациями эмиссии. Поэтому анодный ток  $I_a$  всегда составляет определенную долю эмиссионного тока  $I_e$ , определяемую соотношением (см. (39.4))

$$\frac{I_a}{I_e} = \exp\left[\frac{eU_a}{kT_k}\right]. \quad (46.14)$$

Значит, и флуктуации анодного тока будут просто уменьшенными в отношении  $I_a/I_e$  флуктуациями эмиссионного тока и формула

$$\bar{i}_{\text{дроб}}^2 = 2el_a\Delta f$$

остаётся верной с той только разницей, что теперь  $I_a \neq I_e$  и определяется соотношением (46.14).

Как видно из (46.14), в режиме начальных токов внутреннее сопротивление

$$\frac{dU_a}{dI_a} = R_i = \frac{kT_k}{el_a} = \frac{1}{S}, \quad (46.15)$$

где  $S$  — крутизна или проводимость диода и  $T_k$  — температура катода. Таким образом,

$$\bar{i}_{\text{дроб}}^2 = 2el_a\Delta f = \frac{2kT_k\Delta f}{R_i} = 2kT_kS\Delta f. \quad (46.16)$$

В режиме тока, ограниченного пространственным зарядом, между электродами существует поверхность минимума потенциала и условие попадания на анод имеет вид

$$\frac{mv_{x0}^2}{2} \geq eU_{\min}, \quad (46.17)$$

где  $U_{\min}$  — величина минимума потенциала по отношению к потенциалу катода.  $U_{\min}$ , как известно, зависит от пространственного заряда. Глубина минимума растет при случайном увеличении эмиссии и уменьшается при ее понижении, в свою очередь уменьшая или увеличивая количество электронов, приходящих к аноду. Процесс превращения флуктуаций эмиссии в флуктуации анодного тока можно теперь себе представить в следующем виде: пусть  $i_1$  — флуктуационный анодный ток, который получался бы вследствие флуктуаций эмиссии, если бы не было изменений положения и глубины потенциального минимума (для  $i_1$  можно было бы, как для флуктуаций в режиме начальных токов, написать  $\bar{i}_1^2 = 2el_a\Delta f$ ). Пусть  $i_2$  — флуктуационный анодный ток, возникающий вследствие изменений минимума потенциала, вызванного флуктуацией электронов, проходящих к аноду. Относительно флуктуаций  $i_2$  мы знаем, что они всегда противофазны

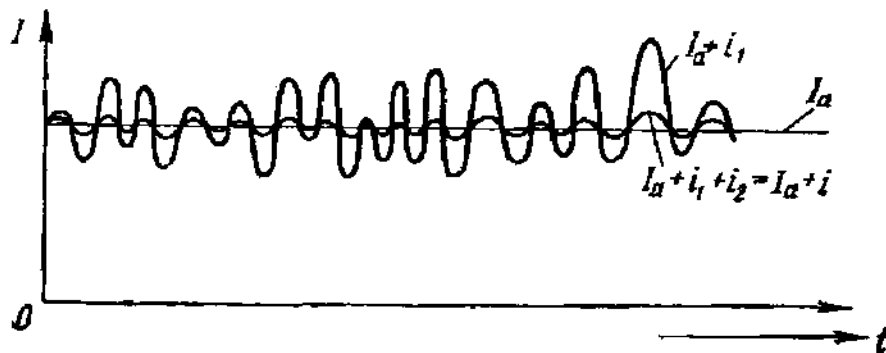


Рис. 396. Основные составляющие дробового эффекта при депрессии пространственным зарядом.

$I_a + i$  — мгновенный анодный ток;  $I_a$  — средний анодный ток,  $I_a + i_1$  — анодный ток, который протекал бы в отсутствие изменений виртуального катода, вызванных флуктуациями;  $i_2$  — анодный ток, который протекал бы из-за изменений виртуального катода, вызванных флуктуациями ( $i_2$  сдвинут относительно  $i_1$  по фазе на  $180^\circ$  и ему когерентен);  $i = i_1 + i_2 + i_3$ , где  $i_3$  — ток, вызванный движениями виртуального катода из-за флуктуаций возвращающихся электронов (очень малый).

флуктуациям  $i_1$ , и имеет смысл, таким образом, говорить об ослабленных флуктуациях анодного тока  $i_1 + i_2$ . Наконец, флуктуации возвращающихся электронов, не могущих преодолеть потенциального

минимума, также вызывают флуктуационные движения виртуального катода и флуктуации анодного тока, которые мы обозначим через  $i_3$ . Флуктуации  $i_3$  не связаны с флуктуациями  $i_1$  и  $i_2$ . Однако флуктуации  $i_3$  относительно малы, если, как это бывает в нормальных режимах ламп, поверхность минимума потенциала находится вблизи катода, и тогда влиянием возвращающихся электронов можно пренебречь (см. [Л.5.22]). Сказанное выше иллюстрируется рис. 396.

Мгновенный анодный ток равен  $I_a + i = I_a + (i_1 + i_2) + i_3 \approx \approx I_a + (i_1 + i_2)$ , где  $I_a$  — средний анодный ток. Очевидно, что флуктуации анодного тока оказываются уменьшенными по сравнению с теми значениями, которые они имели бы в отсутствие виртуального катода. Математически это можно записать в виде формулы

$$\bar{i}_{\text{дроб}}^2 = F^2 \cdot 2eI_a \Delta f. \quad (46.18)$$

Как уже было отмечено, теоретический расчет коэффициента депрессии  $F^2$  довольно сложен. Он был выполнен строго только для плоских электродов и не очень высоких частот [Л. 5.22]. Эксперимент дает качественное подтверждение теории. (Это можно видеть из рис. 397, где  $F^2$  построено в зависимости от величины  $\eta = (U_a - U_{\text{min}})/U_0 = (U_a - U_{\text{min}})/\frac{kT_k}{e}$ .

Теоретическая (пунктирная) кривая везде лежит ниже экспериментальной (сплошной) кривой). Возможно, что расхождение обусловлено тем, что теория относится к плоским электродам, а эксперимент был выполнен с цилиндрическими диодами.

**4. Приведение формул дробового эффекта к виду, более удобному для расчетов.** Для практических расчетов удобнее формулы дробового эффекта представить в несколько ином виде, сходном с формулами тепловых шумов в сопротивлениях. Формулы для расчета тепловых шумов мы приведем без вывода [Л.5.23; Л.5.24].

Шумы, возникающие вследствие теплового движения электронов проводимости в сопротивлениях, были открыты экспериментально в 1928 г. Джонсоном. Найквист, основываясь на статистической термодинамике, показал, что средний квадрат эдс тепловых шумов, возникающий в импедансе  $Z$  в полосе частот  $\Delta f$ , выражается формулой

$$\overline{\mathcal{E}_w^2} = 4RkT\Delta f, \quad (46.19)$$

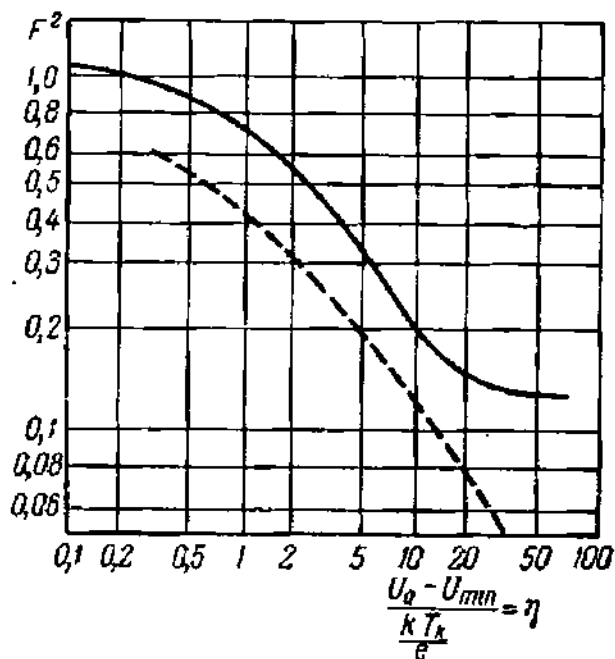
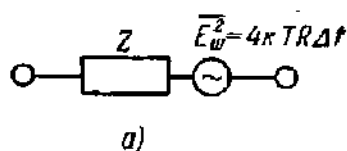


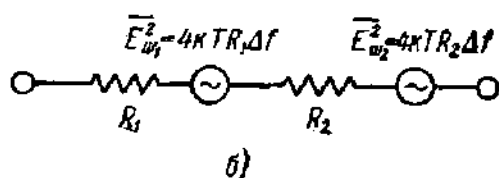
Рис. 397. Сравнение теоретического значения коэффициента депрессии  $F^2$  с опытными значениями.

где  $R$  — активная составляющая импеданса  $Z = R + iX$ . Формула (46.19) называется формулой Найквиста. Источник шумов можно представить как эдс, выражаемую формулой (46.19), соединенную последовательно с «бесшумным» импедансом  $Z$  (рис. 398, а). Если два сопротивления  $R_1$  и  $R_2$ , имеющие одинаковые температуры, соединены последовательно, то эквивалентную схему этого соединения



как источника шумов можно представить рис. 398, б. Средний квадрат эдс на зажимах соединения равен

$$\overline{E_{\text{ш}}^2} = \overline{E_{\text{ш}1}^2} + \overline{E_{\text{ш}2}^2} = 4kT\Delta f(R_1 + R_2). \quad (46.20)$$



Мощность шумов будет

$$P_{\text{ш}} = \frac{\overline{E_{\text{ш}}^2}}{R} = 4kT\Delta f, \quad (46.21)$$

и средний квадрат шумового тока равен

$$\overline{i_{\text{ш}}^2} = \frac{4kT\Delta f \cdot R}{R^2} = 4 \frac{kT}{R} \Delta f. \quad (46.22)$$

Рис. 398. а — схематическое представление импеданса  $Z = R + iX$  как генератора тепловых шумов; б — последовательное соединение сопротивлений, генерирующих тепловые шумы.

Отметим, что мощность тепловых шумов не зависит от сопротивления. Легко подсчитать, что при  $T = 293^\circ \text{K}$  (комнатная температура) мощность и средние эдс и токи можно вычислять по формулам:

$$(\mathcal{P}_{\text{ш}})_{293} = 1,6 \cdot 10^{-20} \Delta f [\text{вт}],$$

$$(\mathcal{E}_{\text{ш}})_{293} = 1,26 \cdot 10^{-10} \sqrt{R\Delta f} [\text{в}],$$

$$(i_{\text{ш}})_{293} = 1,26 \cdot 10^{-10} \sqrt{\frac{\Delta f}{R}} [\text{а}].$$

Для сопротивления  $R = 10^3 \text{ ом}$  в интервале частот  $\Delta f = 1000 \text{ гц}$  будем иметь  $(\mathcal{P}_{\text{ш}})_{293} = 1,6 \cdot 10^{-17} \text{ вт}$ ,  $(\mathcal{E}_{\text{ш}})_{293} = 1,26 \cdot 10^{-7} \text{ в}$ ,  $(i_{\text{ш}})_{293} = 1,26 \cdot 10^{-10} \text{ а}$ .

Из формулы Найквиста следует, что спектр тепловых шумов имеет равномерное распределение подобно спектру дробового эффекта. Это дает возможность представить шумы дробового эффекта в виде теплового шума некоторого эквивалентного сопротивления. Такая замена удобна при расчетах шумов радиоустройств.

Формулу (46.16) для диода в режиме начальных токов можно написать так:

$$\overline{i_{\text{дроб}}^2} = \frac{2kT_{\text{к}}\Delta f}{R_i} = \frac{4k \frac{T_{\text{к}}}{2} \Delta f}{R_i}. \quad (46.23)$$

Из (47.23) следует, что эквивалентным сопротивлением диода в режиме начальных токов можно считать, например,  $R_{ш} = R_i$  при температуре  $T_k/2$ . Очевидно, что температуру эквивалентного сопротивления можно выбрать произвольно и каждой температуре будет соответствовать свое эквивалентное сопротивление.

Теоретически было найдено (и хорошо подтверждено на опыте), что диод в режиме пространственного заряда шумит как эквивалентное сопротивление, равное внутреннему сопротивлению диода, находящееся при температуре  $3 \left(1 - \frac{\pi}{4}\right) T_k = 0,644 T_k$ . Таким образом,

$$\bar{i}_{\text{дроб}}^2 = F^2 \cdot 2eI_a \Delta f = \frac{4k(0,644T_k) \Delta f}{R_i} = 2,576kT_k S \Delta f, \quad (46.24a)$$

где  $S = \frac{1}{R_i} = \frac{dI_a}{dU_a}$  — крутизна (проводимость) диода. Из (46.24) следует:

$$F^2 = 1,28 \frac{kT_k}{e} \frac{S}{I_a}, \quad (46.25)$$

и для  $T_k = 1000^\circ \text{K}$  (оксидный катод)

$$\bar{i}_{\text{дроб}}^2 = 3,53 \cdot 10^{-20} S \Delta f. \quad (46.246)$$

Формулой (46.25) практически можно пользоваться в любой точке характеристики, за исключением узкого участка вблизи насыщения, где  $F^2$  очень резко переходит к значению  $F^2 = 1$ . Для ламп с оксидными катодами формулой (46.25) можно пользоваться всегда.

**5. Дробовой эффект в триодах и многосеточных лампах.** Депрессия дробового эффекта в триоде, работающем в режиме пространственного заряда, имеет ту же природу и подчиняется тем же закономерностям, как и в диоде, но коэффициент депрессии имеет несколько иное значение. Формулы (46.24) и (46.25) для триода принимают вид

$$\bar{i}_{\text{дроб}}^2 = \frac{0,644}{\sigma} \cdot 4kT_k S \Delta f = F_{\text{тр}}^2 \cdot 2eI_a \Delta f, \quad (46.26)$$

$$F_{\text{тр}}^2 = \frac{1,28}{\sigma} \frac{kT_k}{e} \frac{S}{I_a}. \quad (46.27)$$

Здесь  $\sigma$  — постоянная, зависящая от геометрических данных триода и равная (для плоских электродов)

$$\sigma = \left[ 1 + D \left( 1 + \frac{4}{3} \frac{d_{c,a}}{d_{k,c}} \right) \right]^{-1}. \quad (46.28)$$

$D$ ,  $d_{c,a}$ ,  $d_{k,c}$  как и везде в этой главе, означают проницаемость триода и расстояния анод — сетка и катод — сетка. Значение  $\sigma$  лежит между 0,5 и 1, приближаясь к 1 для ламп с густыми сетками.

Очевидно, что и триод как источник шумов можно заменить эквивалентным сопротивлением, температуру которого можно выбрать произвольно. Удобно это так называемое шумовое сопротивление

считать включенным в цепь сетки и приписать ему температуру входного сопротивления, включенного в цепь сетки (комнатную). Тогда при вычислении общего шумового напряжения, попадающего вместе с сигналом на сетку лампы, можно будет на основании формулы (46.20) просто сложить сопротивления цепи сетки и шумовое, считая при этом триод «бесшумным».

По формуле Найквиста на шумовом сопротивлении  $R_{ш}$  возникает напряжение, средний квадрат которого равен

$$\overline{U_{ш}^2} = 4kTR_{ш}\Delta f.$$

Это напряжение подключено к сетке триода и в анодной цепи оно создает шумовой ток  $i_{a.ш}$  для которого можно написать:

$$\overline{i_{a.ш}^2} = S^2 \overline{U_{ш}^2} = 4kTR_{ш}S^2\Delta f.$$

Шумовой ток в анодной цепи есть не что иное, как ток дробового эффекта; значит,

$$\begin{aligned} \overline{i_{a.ш}^2} &= \overline{i_{дроб}^2} = F_{тр}^2 \cdot 2eI_a \Delta f = 4kTR_{ш}S^2\Delta f, \\ R_{ш} &= \frac{F_{тр}^2 I_a}{2 \frac{kT}{e} S^2} = \frac{0,644 T_k}{\sigma T S}. \end{aligned} \quad (46.29)$$

Для ламп с оксидным катодом, принимая  $T_k = 1000^\circ K$ ,  $T = 300^\circ K$ , т. е.  $T_k/T \approx 3,3$ , получим:

$$R_{ш} = \frac{2,1}{\sigma} \frac{1}{S} = \frac{a}{S} [ом], \quad (46.30)$$

где  $a = 2,5 \div 3$ . Если  $S$  выразить в  $ма/в$ , то  $R_{ш}$  получается в килоомах. Формула (46.30), как показывает опыт, достаточно точна для технических расчетов.

Приведенные выше формулы показывают, что с увеличением крутизны триода  $S$  шумовой ток в цепи анода растет пропорционально  $\sqrt{S}$ . Тем не менее увеличение крутизны входной лампы выгодно. Дело в том, что ток сигнала растет пропорционально  $S$  и отношение сигнал/шум увеличивается вместе с крутизной.

Относительно флуктуации полного тока в усилительных экранированных лампах (тетрадах и пентодах) можно опять повторить все сказанное о флуктуациях в диодах и триодах. Но в экранированных лампах имеют место еще флуктуации токораспределения и флуктуации вторичноэлектронной эмиссии с сетки. На экранирующую сетку попадает то большая, то меньшая часть общего электронного потока, прошедшего через управляющую сетку. Легко понять, что флуктуации токораспределения возникают совершенно независимо от флуктуаций эмиссионного тока. Одновременное существование обоих видов флуктуаций должно, очевидно, создавать в анодной цепи по сравнению с триодом более сильный шум. Увеличение шума легко обнаружить

экспериментально, измеряя шум одного и того же пентода в триодном и пентодном включении.

Как и для триода, удобно для характеристики дробового эффекта экранированной лампы ввести эквивалентное шумовое сопротивление, находящееся при комнатной температуре и включенное в цепь сетки. Для пентода (усилителя) приближение, пригодное для практических расчетов, имеет вид [Л.5.24, гл. 6]

$$R_{ш} = \frac{2,5}{S} \frac{I_a}{I_a + I_{c_2}} \left( 1 + \frac{8I_{c_2}}{S} \right) [ОМ], \quad (46.31)$$

где токи выражены в амперах, а крутизна — в амперах на вольт. Шумовые сопротивления экранированных ламп, рассчитанные по формуле (46.31), в три—пять раз превосходят шумовые сопротивления триодов. Это согласуется с опытными данными.

Формула (46.31) показывает, что для уменьшения шумов следует уменьшать экранирующий ток  $I_{c_2}$ . Это понятно, так как чем меньше  $I_{c_2}$ , тем ближе экранированная лампа к триоду. Задача об уменьшении  $I_{c_2}$  (или об увеличении коэффициента токораспределения  $k = I_a/I_{c_2}$ ) нами уже была рассмотрена (§ 43).

Остается сказать еще о шумах смесительных ламп. Как известно, в качестве смесительных ламп обычно используют многосеточные лампы. Любая лампа, как показывают теория и эксперимент, в смесителе шумит больше, чем в усилительной схеме. Например, пентод-смеситель имеет эквивалентное шумовое сопротивление в цепи сетки

$$R_{ш} = \frac{I_a}{I_k} \frac{2,5}{S_{пр}} \left( \frac{\bar{S}}{S_{пр}} + \frac{8I_{c_2}}{S_{пр}} \right), \quad (46.32)$$

где  $I_k = I_a + I_{c_2}$ ,  $\bar{S}$  — средняя за период колебания гетеродина крутизна лампы и  $S_{пр}$  — крутизна преобразования.  $\bar{S}$  при достаточной линейности характеристики мало отличается от крутизны в рабочей точке. Как было указано в § 45,  $S_{пр} \approx \bar{S}/4$  и формула (46.32) дает значительно большее значение  $R_{ш}$ , чем формула (46.31) для того же пентода в усилительной схеме. Еще сильнее шумят многосеточные преобразовательные лампы, имеющие две положительные экранирующие сетки и еще большие флуктуации токораспределения. Шумовое сопротивление многосеточных преобразовательных ламп вычисляется по формуле \*)

$$R_{ш} = \frac{20I_a (I_k - I_a)}{I_k S_{пр}^2} [ОМ]. \quad (46.33)$$

В таблице приведены данные о шумовых свойствах некоторых ламп.

\*) Приближенные формулы (46.31), (46.32), (46.33) получаются из теоретических формул, если принять в них численные значения некоторых параметров (коэффициент токораспределения, температура катода, параметр  $\sigma$ ), характерные для обычных приемно-усилительных ламп. О шумах многосеточных ламп см. [Л.5.3, т. I; Л.5.24].



Как видно из табл. 4, приведенные выше формулы для  $R_{ш}$  дают точность, достаточную для технических расчетов. Данные

Таблица 4

Обозначение лампы	Применение	Крутизна $\{ма/в\}$	$R_{ш}$ [ом]		Эквивалентное входное шумовое напряжение для $\Delta f = 5000$ [мкв]
			вычисл.	измер.	
6Ж4	Пентод-усилитель	9	720	600—760	0,25
6Ж4	Триод-усилитель	11,2	220	200	0,14
6Ж4	Пентод-смеситель	3,4 *)	2 750	3 000	0,48
6Ж4	Триод-смеситель	4,2 *)	950	—	0,28
6К4	Пентод-усилитель	4,7	3 300	—	0,53
6К4	Пентод-смеситель	1,1 *)	13 000	—	1,0
6С2С	Триод-усилитель	2,6	960	1 250	0,28
6С2С	Триод-смеситель	00,6 *)	6 500	—	0,74
6А7	Гептод-преобразователь	0,4 *)	240 000	210 000	4,5
6А5Б**)	Гептод-смеситель	0,03*)	255 000	210 000	4,6

\*) Крутизна преобразования.

\*\*\*) Обозначения по [Л. А. 21, стр. 74].

таблицы подтверждают сделанные выше замечания о большей шумливости пентодов по сравнению с триодами и ламп, работающих в качестве смесителей по сравнению с лампами, работающими в качестве усилителей (см. хотя бы лампу 6Ж4). Наконец, видно, что многосеточные лампы 6А5Б и 6А7 имеют особенно большое  $R_{ш}$ . Значение  $R_{ш}$  для некоторых ламп отечественного изготовления см. [Л.5.18, гл. 2, § 6].

**6. Другие причины внутренних шумов электронных ламп.** Дробовым эффектом и флуктуациями токораспределения не исчерпываются причины внутренних шумов электронных ламп. При недостаточно тщательной откачке лампы в ней появляются положительные ионы, способные вызвать значительное усиление шумов. Положительные ионы, приближаясь к катоду, вследствие своей меньшей подвижности сильно меняют глубину потенциального минимума. В итоге на каждый ион приходится несколько добавочных электронов, перешедших через потенциальный минимум. Процесс ионизации остаточного газа, очевидно, носит случайный характер. Следовательно, число добавочных электронов будет испытывать флуктуации. В доброкачественно откачанных лампах этот эффект мало заметен.

В лампах с торированными и оксидными катодами существует эффект мерцания катода. Работа выхода катода зависит от плотности атомов покрытия в торированных катодах и от плотности атомов свободного бария в приповерхностном слое и на поверхности в оксидных катодах. Эта плотность не остается постоянной, но испыты-

вает непрерывные локальные колебания, следствием которых являются локальные флуктуации работы выхода катода и тока эмиссии, получившие название мерцания катода. Наибольшей мощности шумы мерцания достигают в диапазоне частот, меньших 1000 гц, где они могут во много раз превышать шумы дробового эффекта. С повышением частоты шумы мерцания ослабевают и выше 100 кгц они вообще незаметны. Наконец, некоторое влияние имеют и флуктуации вторичной эмиссии с анода и положительных сеток. Эти дополнительные источники дают шумы, накладывающиеся на шумы дробового эффекта и токораспределения.

**7. Шумы фотоэлектронных умножителей.** В телевидении и звуковом кино находят себе применение фотоэлектронные умножители, заменяющие усиление напряжения — первую ступень лампового усилителя. Шумы таких устройств главным образом зависят от шумов умножителей.

В ФЭУ существуют как флуктуации первичного фототока, так и флуктуации вторичных токов. Примем, что все токи текут в режиме насыщения, что близко соответствует реальным условиям. Средний квадрат первичного шумового фототока равен

$$\overline{i_{\phi.m}^2} = 2i_{\phi}e\Delta f. \quad (46.34)$$

Вторичноэлектронный ток с первого динода, если считать, что все фотоэлектроны достигают его поверхности, равен

$$i_1 = \sigma i_{\phi} \quad (46.35)$$

где  $\sigma$  — коэффициент вторичной эмиссии. Флуктуации тока  $i_1$  возникают, во-первых, как усиленные в  $\sigma$  раз флуктуации первичного фототока. Средний квадрат этого флуктуационного тока равен  $\sigma^2 \cdot \overline{i_{\phi.m}^2}$ . Во-вторых, ток  $i_1$  испытывает флуктуации, подчиняющиеся той же формуле дробового эффекта в режиме насыщения, которая остается верной для всех видов эмиссии. Средний квадрат флуктуационного тока с первого динода ввиду независимости обоих видов флуктуации будет

$$\overline{i_{1m}^2} = \sigma^2 \overline{i_{\phi.m}^2} + 2ei_1\Delta f = 2ei_{\phi}\Delta f(\sigma^2 + \sigma). \quad (46.36)$$

Будем считать, что рассеяния электронов нет и в дальнейшем, т. е. что ток с первого динода целиком попадает на второй, со второго — на третий и т. д. Рассуждая так же, как и раньше, можно для квадрата флуктуационного тока со второго динода написать:

$$\overline{i_{2m}^2} = \sigma^2 \overline{i_{1m}^2} + 2ei_2\Delta f = 2ei_{\phi}\Delta f(\sigma^4 + \sigma^3 + \sigma^2). \quad (46.37)$$

После  $n$ -го динода флуктуационный ток определится из формулы

$$\overline{i_{nm}^2} = 2ei_{\phi}\Delta f(\sigma^{2n} + \sigma^{2n-1} + \dots + \sigma^{n+1} + \sigma^n) = 2ei_{\phi}\Delta f\sigma^n \frac{\sigma^{n+1} - 1}{\sigma - 1}. \quad (46.38)$$

Можно считать, что всегда  $\sigma^{n+1} \gg 1$ . Тогда

$$\bar{I}_{\text{ш}} = 2ei_{\phi}\Delta\Phi \frac{\sigma^{(2n+1)}}{\sigma-1}. \quad (46.39)$$

Соотношение между величинами сигнала и шума часто характеризуют отношением их мощностей. Шумовые свойства ФЭУ, в котором происходит усиление как сигнала, так и шума и который является источником шумов, удобно характеризовать через частное отношений мощностей сигнала и шума на входе и выходе, которое мы назовем коэффициентом шума ФЭУ. Если умножитель не вносит собственных шумов и все его действие сводится к усилению сигнала и шумов, поданных на вход, то коэффициент шума равен единице. Следовательно, чем ближе коэффициент шума к единице, тем больше умножитель приближается к идеальному «бесшумному» усилителю фото-токов. Для ФЭУ отношение мощностей сигнал/шум на входе равно

$$P_{\text{вх}} = \frac{\bar{i}_{\phi}^2}{\bar{i}_{\phi,\text{ш}}^2} = \frac{i_{\phi}}{2e\Delta f}. \quad (46.40)$$

Выходной ток в «идеальном», не имеющем рассеяния, умножителе (см. § 34) будет

$$i_{\text{вых}} = i_{\phi}\sigma^n,$$

и отношение мощностей сигнал/шум на выходе равно

$$P_{\text{вых}} = \frac{i_{\text{вых}}^2}{i_{\text{ш}}^2} = \frac{i_{\phi}^2 \sigma^{2n}}{2ei_{\phi}\Delta f \frac{\sigma^{(2n+1)}}{\sigma-1}} = \frac{i_{\phi}}{2e\Delta f} \frac{\sigma-1}{\sigma}. \quad (46.41)$$

Из (46.40) и (46.41) коэффициент шума умножителя равен

$$K_{\text{ш}} = \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}} = \frac{\sigma}{\sigma-1}. \quad (46.42)$$

Таким образом, вторичноэлектронный умножитель тем ближе к идеальному, бесшумному усилителю, чем больше  $\sigma$ . Выше (§ 22) были приведены значения  $\sigma$  для различных вторичноэлектронных эмиттеров. Значения  $\sigma$ , равные 8 ÷ 10, могут быть достигнуты, например, в кислородно-магниевого эмиттерах. Вместе с тем в хорошем умножителе очень малы потери электронов при переходе с электрода на электрод. Для  $\sigma=8$ ,  $K_{\text{ш}}=1,14$  и отношение амплитуд сигнал/шум при прохождении через умножитель меняется всего в  $\sqrt{1,14}=1,068$  раза. Но уже при  $\sigma=4$  это отношение равно 1,15. Иными словами, вторичноэлектронный умножитель довольно близко подходит к идеальному усилителю очень слабых сигналов. Конечно, не надо забывать, что в сделанном подсчете условия были идеализированы, в частности, не были приняты во внимание шумы темного тока.

Сделанный в настоящем параграфе обзор флуктуаций в электронных приборах далеко не полон. Так, не были рассмотрены флуктуационные помехи в телевизионных системах, проявляющиеся в виде мелькающих по поверхности изображения светлых и темных пятен [Л.4]. Некоторые сведения о шумах и высокочастотных лампах и кристаллических диодах и триодах будут даны ниже (гл. 6 и 8).

#### **§ 47. Внешнее оформление электронных ламп длинноволнового диапазона. Лампы для широкополосного усилителя. Некоторые специальные лампы**

Методы конструирования и расчета электронных ламп, приемы их сборки и откачки и сведения о применяемых в производстве ламп материалах составляют предмет курсов инженерного расчета электровакуумных приборов и электровакуумной технологии [Л.5.10; Л.5.11; Л.5.14—Л.5.16]. В настоящем параграфе даются некоторые сведения о внешнем оформлении ламп (длинноволновых) уже сложившихся типов, выпускаемых промышленностью в массовом масштабе, о лампах специального назначения, а также о некоторых направлениях в разработке новых типов ламп. Сведения о параметрах и характеристиках промышленных электронных ламп, о их габаритах и о расположении вводов и т. п., необходимые при работе с ламповыми схемами, можно найти в многочисленных книгах и справочниках, специально посвященных этим вопросам [Л.А.18 — Л.А.21; Л.5.1; Л.5.3 и т. п.].

**1. Внешнее оформление ламп. Общие замечания о конструкции ламп.** После короткого периода универсальных электронных ламп, когда все лампы делили на генераторные и усилительные, промышленность перешла целиком на изготовление специализированных ламп. По назначению современные электронные лампы можно разделить на выпрямительные, приемно-усилительные, генераторные и специальные.

В наиболее многочисленной группе приемно-усилительных ламп следует выделить детекторные лампы, лампы для усиления напряжения — низкочастотные и высокочастотные, оконечные усилительные лампы и частотопреобразовательные лампы. К группе генераторных ламп относятся по сходству конструкции модуляторные или мощноусилительные лампы. В каждую из этих групп, кроме группы выпрямительных ламп, входят как триоды, так и лампы с двумя и большим числом сеток.

Приемно-усилительные лампы обыкновенно применяются к аппаратуре, для которой имеют значение компактность и портативность. Этим отчасти объясняется появляющаяся уже на протяжении многих лет тенденция уменьшения размеров ламп. Наиболее распространенные нормальные лампы и миниатюрные лампы заключены в металлические или стеклянные баллоны стандартных размеров и снабжены стандартным цоколем. Лампы новых разработок, в том числе и специальные, всегда стараются сконструировать в расчете на стандартный баллон.

Генераторные и другие мощные лампы чаще употребляются в стационарных установках и выпускаются промышленностью в гораздо меньшем количестве. Поэтому для баллонов генераторных ламп допускается большее разнообразие.

Вторым существенным моментом во внешнем оформлении лампы является расположение вводов — проводников, идущих от электродов лампы наружу. Большая часть вводов проходит внизу лампы через так называемую ножку, так как в производстве удобнее смонтировать электроды лампы полностью на ножке и уже после монтажа надеть и приварить баллон. Тем не менее часто, особенно в генераторных лампах, некоторые вводы делаются через стенки баллона. Некоторые образцы ламповых ножек показаны на рис. 399.

Применение гребешковых ножек (рис. 399, *a*), вводы от которых идут в цоколь, возможно тогда, когда длина вводов не имеет существенного значения. В лампах с плоскими ножками (рис. 399, *б*) цоколи часто не применяют и тогда наружные части вводов служат штырьками для постановки лампы в гнезда панели. Монтаж ламп на плоских ножках с широко расставленными вводами вести удобнее, чем на гребешковой ножке. На рис. 399, *в* показано устройство ножек металлических ламп.

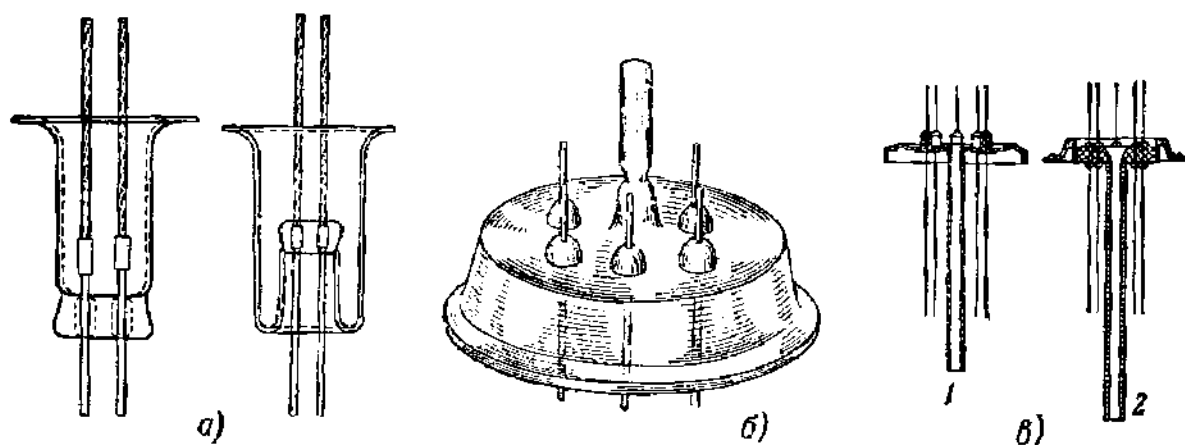


Рис. 399. Ножки ламп.

*a* — гребешковая ножка; *б* — плоская стеклянная ножка; *в* — ножки металлических ламп с металлическим дном (1) и со стеклянным дном (2).

Не встречает особых трудностей стандартизация питания катода приемно-усилительных ламп. Так, нормальные и миниатюрные приемно-усилительные лампы выпускаются в расчете на напряжение накала 1, 2, 5 (кенотроны), 6,3, 12, 30 в. Практически удобно в любой радиоустановке, например приемнике, иметь лампы одного размера и одного напряжения накала. Поэтому однотипные по внешнему оформлению и питанию накала приемно-усилительные и выпрямительные лампы разрабатываются и выпускаются промышленностью сериями и в каждой серии представлен, по крайней мере, минимум ламп, необходимых для обслуживания основных радиоприемных схем. Таковы, например, общеизвестная серия металлических ламп с напряжением 6,3 в, серия миниатюрных ламп, серия ламп для приемников батарейного питания и т. п.

Внутренняя конструкция лампы сводится к размещению вокруг катода сеток, анода и внутриламповых экранов. Это выполняется с помощью сварки деталей, разного рода крепежных приспособлений и изолирующих прокладок из слюды и керамики. Конструкция должна быть настолько жесткой, чтобы сотрясения и удары не вызывали не только разрушения, но и вибрации отдельных деталей.

Дело в том, что вибрация деталей порождает так называемый микрофонный эффект, мешающий работе радиоустройств. Вместе с тем часто требуются очень большая точность сборки и исключительная чистота деталей. Нарушение этих требований ведет к отклонению величины параметров лампы от заданных их значений и, следовательно, к браку. Примеры конструкций ламп были приведены выше в §§ 39, 42 и 44.

**2. Проблема надежности электронных ламп.** Развитие радиотехники и прикладной электроники, особенно в послевоенные годы, поставило особенно остро проблему долговечности электронных ламп. До сих пор в отношении долговечности электронных ламп наблюдается значительная пестрота, как можно видеть из следующих примеров, взятых из зарубежной практики. Было проведено наблюдение за партией из 1912 ламп для самолетной радиоаппаратуры. Из них забраковали при испытании аппаратуры 131 лампу, вышло

из строя в течение первых 100 часов работы 79 ламп и в течение следующих 100 часов 59 ламп. Интересно, что в 50% случаев причиной забраковки ламп был микрофонный эффект. Таким образом, более чем в 7% (138 шт.) был брак, который обнаруживался только во время первых часов работы.

В другом случае лампы работали в условиях, исключающих сотрясения, а именно в электронной счетной машине. В электронных счетных машинах одновременно работают тысячи ламп. За год работы счетной машины вышло из строя 644 лампы, причем в период наиболее интенсивной работы вышло по четыре лампы в день, т. е. машина четырежды останавливалась для смены ламп. Микрофонный эффект здесь не имел значения, и большинство выходов ламп из строя было из-за перегорания подогревателя или повреждения оксидного слоя. Но известны и случаи поразительной долговечности ламп. В практике дальней телефонной связи применяются трансляционные лампы, режим работы которых строго соблюдается. Известен случай, когда из 100 трансляционных ламп после 5 лет непрерывной работы не вышло из строя ни одной лампы, т. е. все 100 ламп проработали свыше 40 000 часов, и даже через 12 лет после 105 000 часов работы оставались годными еще 90 ламп. Из таких примеров можно сделать вывод, что существующая технология производства ламп, вообще говоря, обеспечивает хорошую среднюю продолжительность жизни, но не исключает дефектов, укрывающихся от технического контроля и выводящих лампу из строя в течение первых часов эксплуатации. Но вместе с тем доказанной может считаться возможность изготовления долговечных ламп со сроком службы 50 000 часов и более.

Нетрудно понять, что гарантированная хорошая средняя долговечность недостаточна для потребителя, использующего лампы в сложной многоламповой установке. Если, например, в партии ламп половина будет иметь долговечность 50 000 часов и половина 200 часов, то многоламповая аппаратура, работающая на этих лампах, будет то и дело прекращать работу, хотя средняя продолжительность жизни всей партии около 25 000 часов. Для многоламповой установки нужны надежные лампы, т. е. такие лампы, каждая из которых проработает гарантийный срок, скажем, 10 000 часов. Тогда уход за лампами сведется только к периодической их проверке и смене.

Поставленный здесь вопрос о долговечности и надежности ламп в настоящее время успешно решается. При производстве надежных ламп тщательно контролируются материалы и все звенья технологического процесса производства, а также вводятся более жесткие допуски в отношении соблюдения режима ламп.

Изменяется система заводского контроля готовой продукции: проводится сплошная проверка всей партии ламп в течение нескольких сотен часов в нормальном режиме, и по результатам этих испытаний методами статистической обработки делается оценка всей партии. Такие мероприятия делают реальным решение поставленной задачи. Однако актуальность ее снижается непрерывно идущим вытеснением приемно-усилительных ламп полупроводниковыми приборами.

Задача надежности легче решается для ламп с электродами небольшого веса и размера. Поэтому лампы повышенной надежности, изготовленные в СССР, принадлежат к группе сверхминиатюрных ламп.

**3. Лампы для широкополосного усиления.** Усилители, равномерно усиливающие в большом диапазоне частот (широкополосные усилители), находят себе в настоящее время обширное применение (телевизионная техника, радиолокационные приемники, передача многих сигналов по одному каналу связи и т. д.). Свойства широкополосного усилительного каскада характеризуют произведением ширины полосы, пропускаемой на коэффициент усиления. Теория показывает, что эта величина пропорциональна так назы-

ваемому коэффициенту широкополосности лампы

$$a = \frac{S}{C_{вх} + C_{вых}}.$$

Лампы для широкополосных усилителей должны удовлетворять обычным для усилительных ламп требованиям (большой срок службы, малый разброс параметров, низкие уровни шумов и т. д.) и иметь возможно больший коэффициент широкополосности. Крутизна лампы (для плоских электродов, § 42), равна

$$S = 2,64 \cdot 10^4 \sigma_{пл.} Q \frac{j_a^{1/3}}{d_{к.с1}^{4/3}} \left[ \frac{a}{b} \right].$$

Увеличение площади электродов  $Q$ , очевидно, в равной мере увеличивает и междуэлектродные емкости. Поэтому естественным способом увеличения коэффициента широкополосности является уменьшение расстояния катод — управляющая сетка  $d_{к.с1}$ . При этом, конечно, увеличится и емкость  $C_{к.с1}$ , составляющая значительную часть  $C_{вх}$ . Можно написать:

$$C_{к.с1} = b \frac{Q}{d_{к.с1}},$$

где  $b$  — постоянный множитель, зависящий от структуры сетки. Отсюда

$$\frac{S}{C_{к.с1}} \sim \left( \frac{j_a}{d_{к.с1}} \right)^{1/3}.$$

Таблица 5

Тип лампы	Назначение (конструктивный тип)	$S$ [ма/в]	$a$ [ма/в · пф]
6Ж7	Усиление напряжения в. ч. (металлическая)	1,225	0,064
6К7	То же (удлиненная характеристика, металлическая)	1,45	0,076
6Ж1Ж	То же (типа «желудь»)	1,6	0,26
6Ж4	Широкополосное усиление (металлическая)	9,0	0,56
6Ж1Б	То же (серия «Дробь»)	4,8	0,56
6Ж1П	То же (пальчиковая)	5,2	0,76
6Ж9П	То же (пальчиковая)	17,5	1,59
6Ж11П	То же (пальчиковая)	28	1,65

Это отношение возрастает при уменьшении  $d_{к.с_1}$ , и тем более возрастает коэффициент широкополосности  $\alpha$ . Конструирование ламп с наименьшим расстоянием  $d_{к.с_1}$  было основным направлением в разработке ламп для широкополосного усиления. Лампу с небольшим расстоянием катод — первая сетка легче сконструировать, если площадь электродов невелика; поэтому лампы для широкополосного усиления часто принадлежат к миниатюрным и сверхминиатюрным типам.

Таблица (5) показывает, каких успехов в разработке ламп для широкополосного усиления удалось добиться за последние 10—15 лет; в. ч. пентоды 6Ж7 и 6К7 разработаны около 20 лет назад и широко применяются в обычных усилителях в. ч. до настоящего времени. Для них  $\alpha = 0,06 \div 0,08$  ма/в · пф и расстояние  $d_{к.с_1} = 200 \mu$  (для 6К7). Сконструированные специально для широкополосных усилителей пентоды 6Ж4, 6Ж1П (1952 г.) и 6Ж9П (1954 г.) имеют соответственно  $d_{к.с_1} = 100, 80, 40 \mu$  и  $\alpha = 0,56; 0,76; 1,59$  ма/в · пф.

В последних разработках широкополосных ламп расстояние  $d_{к.с_1}$  доведено до  $15 \div 20 \mu$  при диаметре проволок сетки  $8 \div 7 \mu$ . Изготовление такой сетки и точное сохранение ее размеров и формы при накаленном катоде — трудная конструктивная задача.

По вопросу конструкций ламп для широкополосного усиления см. [Л.5.29].

Увеличение емкости  $C_{к.с_1}$  при сближении катода и управляющей сетки значительно уменьшает выгоды от увеличения крутизны  $S$ . В лампах для широкополосного усиления можно использовать и другие приемы увеличения  $S$ , в принципе не влекущие за собой увеличения междуэлектродных емкостей. Еще в 1913 г. И. Ленгмюр предложил для увеличения крутизны ввести в триод между катодом и управляющей сеткой вторую положительно заряженную сетку — так называемую катодную сетку, или сетку пространственного заряда.

Распределение потенциала в триоде с катодной сеткой (его можно также назвать, в отличие от тетрода с экранирующей сеткой, тетродом с катодной сеткой) показано на рис. 400.

Как видно из рисунка, между сетками  $C_k$  и  $C_1$  существует минимум потенциала или даже при недостаточной плотности тока виртуальный катод. В идеальных условиях (нулевые скорости вылета электронов из катода, отсутствие поперечных отклонений электронов витками сетки  $C_k$ ) и при виртуальном катоде, очень близком к сетке  $C_1$ , лампа имела бы крутизну, приближающуюся к бесконечно большой величине. В действительности влияние указанных выше причин, а также влияние неоднородностей поля в ближней зоне сетки  $C_1$  ограничивает крутизну. На наличие виртуального катода в лампах с катодной сеткой указывает форма их характеристик (см., например, [Л.5.9. гл. 33]). При отсутствии виртуального катода, например при небольших плотностях тока, распределение тока между сеткой  $C_k$  и анодом в триоде с катодной сеткой должно подчиняться обычным законам токораспределения (§ 41), причем в режиме возврата, который будет существовать при небольших напряжениях в плоскости сетки  $C_1$ , т. е.

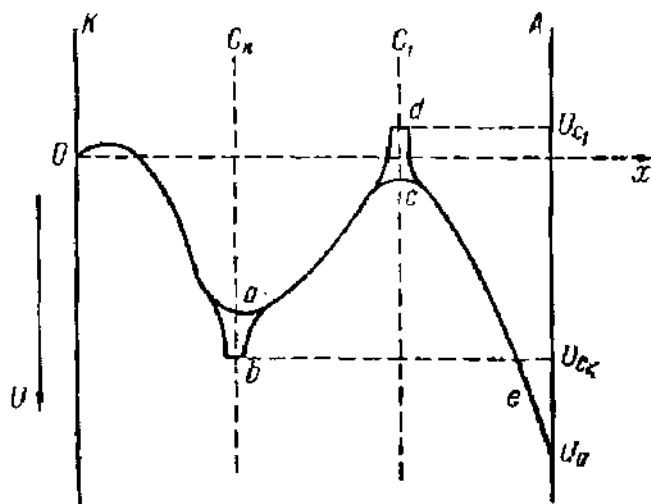


Рис. 400. Распределение потенциала в тетроде с катодной сеткой.

$Oac$  — вдоль линии между проволоками;  $Obde$  — вдоль линии, пересекающей проволоки.



при низких анодных напряжениях, крутизна может быть достаточно большой. Возможность получения большой крутизны и большого анодного тока при небольших  $U_a$  является преимуществом ламп с катодной сеткой.

На ранней стадии развития электроники лампы с катодной сеткой не получили распространения, так как для них в связи с недостаточным еще пониманием физических процессов в лампах не удавалось получить крутизну, значительно превосходящую крутизну обычных триодов. В последние годы в отечественной промышленности были сделаны попытки применить способ увеличения крутизны с помощью катодной сетки для ламп широкополосного усиления. Опытные образцы при удовлетворительном уровне шумов имели крутизну  $S = 24 \div 28 \text{ ма/в}$  и  $\alpha = 1,7 \div 1,8 \text{ ма/в} \cdot \text{пф.}$  с перспективой увеличения  $\alpha$  до 2,5—3 ма/в · пф.

Для увеличения крутизны характеристики может быть использована вторичная эмиссия. Идея использования в электронных лампах вторичной электронной эмиссии зародилась почти одновременно с появлением первых фотоэлектронных умножителей, и с тех пор в этом направлении была проделана значительная работа.

Первичный электронный ток, выходящий с поверхности термоэлектронного катода, равен

$$I_1 = KU_{\text{э}1}^{3/2},$$

где  $U_{\text{э}1}$  — эффективное напряжение в плоскости первой сетки и  $K$  — множитель, зависящий от геометрии прибора. Если все первичные электроны попадают на диод (вторичноэлектронный эмиттер), то вторичный ток с его поверхности будет

$$I_2 = \sigma I_1 = \sigma KU_{\text{э}1}^{3/2}.$$

Если вторичный электронный ток затем полностью попадает на анод, то  $I_a = I_2$ . Следовательно, крутизна (§ 42) равна

$$S = \frac{3}{2} \sigma KU_{\text{э}1}^{1/2} = \frac{3}{2} (\sigma K)^{2/3} I_a^{1/3}.$$

Таким образом, крутизна лампы с одним диодом по сравнению с крутизной обычной лампы при одинаковом токе  $I_a$  увеличивается в  $\sigma^{2/3}$  раз.

Можно усилить действие вторичной эмиссии, введя в лампу еще несколько диодов. В лампах ранних конструкций применялись диоды, имевшие вид сеток. Опыт показал, что введение более трех-четырех сеточных диодов не имеет смысла. Кроме того, общее вторичноэлектронное усиление, получаемое при заданном анодном напряжении от такой лампы, меньше, чем от лучевых ламп со сплошными диодами.

Первая лучевая лампа со вторичной эмиссией, имевшая некоторый практический успех, появилась в 1938 г. Форма ее электродов изображена на рисунке 401, а. Оксидный катод  $K$  окружен управляющей и экранирующей сетками  $C_1$  и  $C_2$ . Экран  $S_1$  служит для защиты диода  $D$  от прямого попадания испаряющихся с катода атомов бария, а экран  $S_2$  искривляет траектории электронов и направляет их через сетчатую часть анода  $A$  на диод. В рабочем режиме  $U_a > U_D$  и вторичные электроны полностью попадают на анод.

В этой лампе при первичном токе 2,5 ма и анодном токе  $I_a = 8 \text{ ма}$  была получена крутизна  $S = 14 \text{ ма/в}$ , т. е. значительно больше крутизны обычных ламп того времени.

В лампе был применен в качестве вторичного эмиттера покрытый окисью магний с  $\sigma \approx 5$ . Этот эмиттер терял эмиссию при попадании на него атомов бария и был нестабилен. Нестабильность вторичноэлектронных эмиттеров, особенно проявлявшаяся при нагревании, вообще была одной из главных

трудностей на пути разработки ламп со вторичной эмиссией, как это было и с фотоэлектронными умножителями. (По этому вопросу см. гл. 2.) Вторым недостатком лампы была большая емкость анода по отношению к другим электродам, невыгодная для использования лампы в широкополосных усилителях.

На рис. 401, б изображено сечение электродов многокаскадной лучевой лампы с вторичной эмиссией, разработанной уже в послевоенное время. Эта лампа двойная, и каждая ее половина имеет отдельный катод, управляющую и экранирующую сетки и по четыре динода, три из которых, как и диноды в фотоумножителе Зворыкина, корытообразной формы. Диноды покрыты окисью цезия, которая, как показал опыт, при небольшом нагреве не теряет

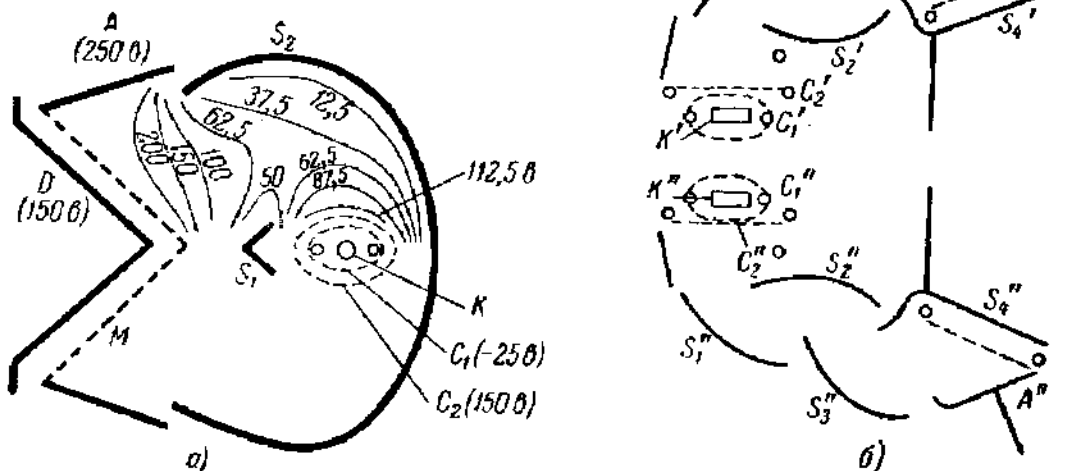


Рис. 401. Лучевые лампы с вторичноэлектронным усилением.

а — лампа с одним каскадом усиления ( $K$  — катод,  $C_1$ ,  $C_2$  — сетки,  $S_1$ ,  $S_2$  — экраны,  $D$  — динод,  $A$  — анод с сеткой  $M$ . На рисунке показаны эквипотенциальные линии); б — двойная лампа с четырьмя каскадами усиления в каждой половине ( $K', K''$  — катоды,  $C_1', C_2', C_1'', C_2''$  — сетки,  $S_1', S_2', S_3', S_4', S_1'', S_2'', S_3'', S_4''$  — диноды,  $A', A''$  — аноды).

эмиссию при попадании атомов бария. Анод расположен так, что выходная емкость лампы невелика. При разности потенциалов между динодами порядка 100 в в этой лампе удавалось получить вторичноэлектронное усиление в 150 — 200 раз. Крутизна превосходила 50  $ma/v$  при  $I_a = 10 ma$ .

Недостатком всех ламп со вторичной эмиссией, помимо сложности, удорожающей лампу, является высокий уровень внутриламповых шумов, ограничивающих область их применения.

Значительный интерес представляет лучевая лампа с большой крутизной, в которой управление пучком электронов осуществляется через отклонение его в поперечном направлении при одновременном использовании одного каскада вторичноэлектронного усиления. Метод поперечного отклонения электронов с успехом применяется и в других конструкциях ламп с большой крутизной [Л.5.29]. Сечение электродов этой лампы показано на рис. 402.

Плоский катод, окруженный управляющей и экранирующей сетками 3 и 4, дает два широких пучка электронов, расходящихся симметрично в обе стороны. Два фокусирующих экрана 6 и 9 направляют электроны на систему из трех электродов: перехватывающего электрода 1, динода 8 и анода 7. Первичные электроны распределяются между электродами 1 и 8, а анод получает только вторичные электроны с динода. Количество первичных электронов, попавших на динод, а значит, и анодный ток

зависят от радиуса кривизны траекторий в месте, отмеченном на рисунке цифрой 5. В этом месте скорость электронов невелика и пространственный заряд, от которого зависит поле, относительно велик. При увеличении напряжения на управляющей сетке плотность тока растет, а поле, поворачивающее электроны в области пространственного заряда, делается меньше. В результате уменьшается кривизна траекторий и весь пучок перемещается в сторону, показанную стрелками. Количество электронов, попадающих на динод 8, увеличивается как за счет роста тока в пучке, так и за счет перехода электронов на динод с электрода 1, а усиленный вторичной эмиссией поток электронов улавливается анодом 7. На опытном образце при первичном токе  $I_1 = 2,8 \text{ ма}$  и анодном токе  $I_a = 3 \text{ ма}$  крутизна равнялась  $25 \text{ ма/в}$ . Существенно, что динод работал при небольшом первичном токе, так как это увеличивало его долговечность. Сумма входной и выходной емкостей была равна  $11,5 \text{ пф}$ , и  $a = 2,17 \text{ ма/в-пф}$ . Вместе с этим лампа имела невысокий уровень шумов.

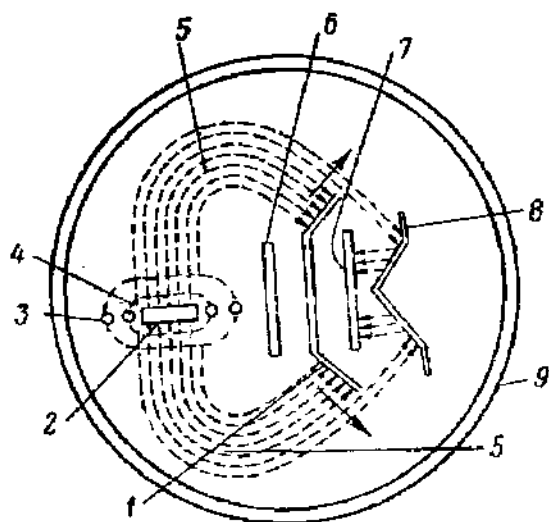


Рис. 402. Лампа с вторичным усилением и поперечным смещением электронного потока.

1 — перехватывающий электрод; 2 — катод; 3, 4 — сетки; 5 — область наибольшей кривизны электронных траекторий; 6 — фокусирующий экран; 7 — анод; 8 — динод; 9 — баллон лампы.

#### 4. Специальные лампы.

А. Электронный индикатор настройки. Эта имеющая большое распространение комбинированная лампа состоит из усилительного триода и собственно индикатора, расположенного в верхней части лампы (рис. 403). Триод

и индикатор имеют общий катод, но часть его, входящая в индикатор, окружена спиральной сеткой. Эта сетка, подключенная к катоду, его частично экранирует и тем самым ослабляет в нужной степени электронный поток в индикаторе. Управляющим электродом индикатора служит стерженек 5 и анодом — конический экран, покрытый люминофором. Если на управляющий электрод, соединенный с анодом триода, подано напряжение, не изменяющее диодное распределение потенциала между катодом и экраном (равное потенциалу пространства), а на анод напряжение  $+U_a$ , то электронные лучи в индикаторе будут радиальными и весь экран будет засвечен.

Потенциал пространства в месте нахождения управляющего электрода только немного ниже потенциала экрана, как это легко увидеть из конфигурации электродов. При потенциале управляющего электрода, меньшем потенциала пространства, электронные лучи отклоняются так, как это показано на рис. 403, в и на экране появляется темный сектор, угол раствора которого меняется в зависимости от потенциала управляющего электрода. Чувствительность прибора обычно составляет несколько десятков градусов на вольт.

В радиоприемнике на сетку триода, действующего как усилитель постоянного тока, подается выпрямленное с помощью детектора напряжение  $U_{CM}$  (см. схему на рис. 403, б), снятое с приемного контура. При плохой настройке отрицательное напряжение  $U_{CM}$  мало, а ток в сопротивлении  $R$  и падение напряжения на нем относительно велики, так что напряжение на управляющем электроде, соединенном с анодом триода, значительно ниже напряжения на экране и, следовательно, на экране виден широкий темный сектор. При улучшении настройки  $U_{CM}$  по величине возрастает, ток в  $R$

падает и напряжение на управляющем электроде приближается к напряжению на экране. Темный сектор сужается, и наилучшая настройка соответствует самому узкому сектору.

На рис. 403 изображен индикатор настройки 6E5С отечественного производства. Индикаторы более сложные, с двумя и большим числом управляющих электродов, принципиально не отличаются от только что описанного, и мы на них не будем останавливаться.

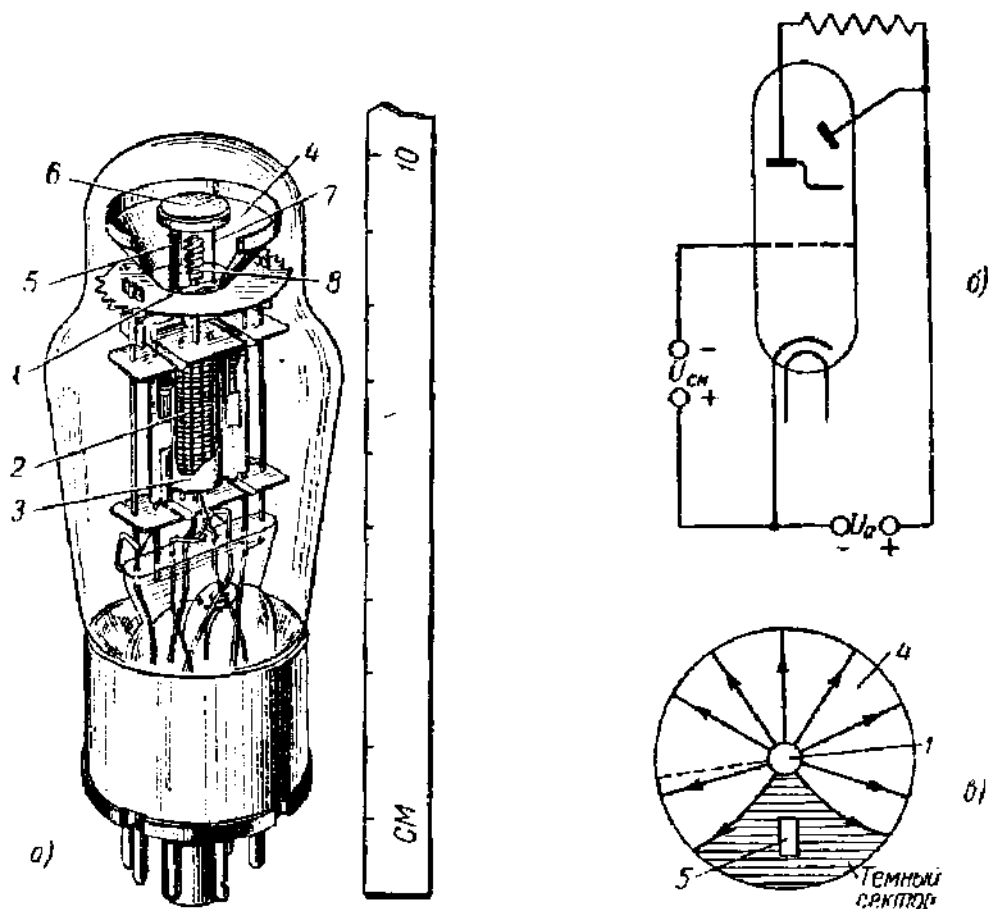


Рис. 403. *a* — электронный индикатор настройки (1 — общий катод, 2, 3 — анод и сетка триода, 4 — конический экран, 5 — управляющий электрод, 6 — экран, закрывающий свечение катода, 7 — стойки, на которых укреплен экран 6, 8 — сетка, соединенная с катодом и ограничивающая поток электронов на экран); *б* — схема включения электронного индикатора настройки; *в* — распределение свечения на экране при плохой настройке.

**Б. Электрометрические лампы.** Основным требованием, предъявляемым к электрометрической лампе, являются по возможности слабый сеточный ток при  $(U_c)_{упр} < 0$  и высокая стабильность лампы.

Рассмотрим в качестве примера без детального анализа схему для измерения слабого тока, протекающего по сопротивлению  $R_c$ , включенному в цепь сетки (рис. 404). Это может быть, как на рис. 404, фотоэлектрический ток, ток через ионизационную камеру и т. п. Измерительная схема изображена на рис. 404 в упрощенном виде.

Фотоэлектрический ток, протекая по сопротивлению  $R_c$ , создает на нем падение напряжения, изменяющее величину сеточного смещения и изменяет, следовательно, анодный ток и напряжение на анодной нагрузке  $U_{R_a} = I_a R_a$ . Изменение анодного тока может быть непосредственно измерено или же

напряжение  $U_{R_a}$  может быть подано на сетку усилительной лампы и усилено обычным способом. Отсюда можно найти напряжение на  $R_c$ , а зная величину  $R_c$ , найти измеряемый ток.

Очевидно, что в такой схеме может быть использована любая лампа — триод, тетрод и т. д. Однако по сопротивлению протекает не только измеряемый ток, но и сеточный ток лампы  $I_c$ .

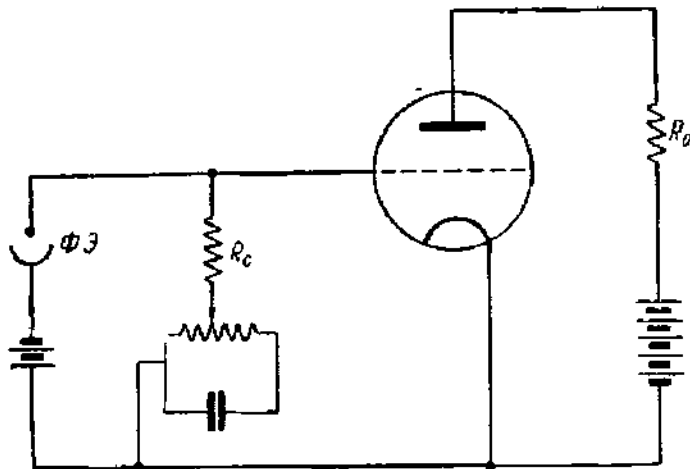


Рис. 404. Упрощенная схема измерения фототока с электрометрическим триодом.

Если ток  $I_c$  велик по сравнению с измеряемым током или, даже будучи одного с ним порядка, нестабилен, то измерение будет вовсе невозможно, либо неточно. Отсюда и вытекает требование уменьшения сеточного тока и повышения стабильности работы лампы.

Существует много разнообразных схем измерения малых токов и напряжений с помощью электронных ламп, но во всех случаях точность и чувствительность измерений оказываются связанными с одними и теми же свойствами лампы [Л.5.17 — Л.5.19; Л.5.21].

Природа сеточных токов при  $U_c < 0$  была выяснена выше (§ 42). Там были указаны следующие слагающие сеточных токов: 1) электронный ток за счет начальных скоростей электронов на катоде; 2) ионный ток, получающийся вследствие объемной ионизации остатков газа в лампе; 3) токи утечки по изоляции между управляющей сеткой и остальными электродами и 4) токи термо- и фотоэлектронной эмиссии с сетки. В обычных усилительных лампах суммарный сеточный ток от всех этих причин бывает порядка  $10^{-6} \div 10^{-7}$  а, редко  $10^{-8}$  а.

Некоторые меры для уменьшения сеточного тока можно принять в любой лампе: снятие цоколя и покрытие баллона изолирующим, не поглощающим влагу слоем уменьшают токи утечки; понижение накала уменьшит термоэлектронную эмиссию с сетки; уменьшение напряжений до величин, меньших ионизационного потенциала, устранил ток объемной ионизации. Следует выбрать лампу с низкотемпературным оксидным или торированным катодом, тогда меньше будет ток за счет начальных скоростей электронов и не будет опасности появления фотоэлектронной эмиссии с сетки. Эти меры могут оказаться довольно эффективными. Например, сеточный ток пентода типа «желудь» в обычных условиях бывает порядка  $10^{-6}$  а, а если принять перечисленные выше меры для уменьшения утечки и включить его по схеме тетрода с катодной сеткой, в которой рабочие напряжения невысоки (сетка  $C_1$  соединяется с катодом,  $U_{c_2} = 12$  в,  $U_a = 6$  в, и сетка  $C_3$  используется как управляющая сетка), то ток  $I_{c_3}$  делается равным  $10^{-12} - 10^{-13}$  а. На практике иногда используют обычные лампы в таких «электрометрических» режимах, отбирая для этого из партии ламп подходящие экземпляры.

Конструкции специальных электрометрических ламп подчинены тем же соображениям об ослаблении факторов, увеличивающих сеточный ток. В практике получили распространение в основном два типа электрометрических ламп: четырехэлектродные лампы с катодной сеткой, например наши отечественные лампы ЭМ и СИ, и в значительно меньшей степени триоды, в которых коллектором электронов служит сетка и управляющим электродом — хорошо изолированный анод; это так называемая «работа по схеме обратного триода». Обратный триод даже при условии применения специальных

триодов дает меньшую чувствительность, чем четырехэлектродная электрометрическая лампа.

Во всех электрометрических лампах применяются катоды с низкой температурой накала, а именно торированные или оксидные, работающие к тому же при пониженных температурах. Главная конструктивная особенность электрометрических ламп — тщательная изоляция управляющего электрода, которая обеспечивается специальными удлиненными изоляторами, часто кварцевыми, и экранами, защищающими изоляторы от попадания распыленных частиц с других электродов в процессе откачки лампы. Во время работы лампа помещается в закрытую оболочку, снабженную осушителем. В лампе ЭМ-2 сеточный ток  $I_c \approx 10^{-13}$  а, а в лампе ЭМ-1 даже  $10^{-14}$  а. Обе лампы имеют кварцевые изоляторы управляющей сетки. Существуют лампы, сеточный ток которых доведен до  $10^{-16}$  а.

---

## СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАМПЫ

Проблема генерации электромагнитных колебаний очень высокой частоты в течение последних десятилетий неизменно оставалась в центре внимания радиофизики и радиотехники. Это было вызвано рядом причин.

В диапазоне сверхвысоких частот, как это нетрудно показать, можно «разместить в эфире» гораздо большее число не мешающих друг другу радиостанций, чем в других диапазонах. Сверхвысоко-частотные (СВЧ) колебания открывали радиотехнике широкие перспективы в отношении направленной радиосвязи и уменьшения размеров радиопередающих устройств. Наконец, только на очень больших частотах можно осуществить радиолокационные и телевизионные установки. Первым по времени своего появления методам генерации СВЧ колебаний (искровым и дуговым генераторам) были свойственны многие технически непреодолимые недостатки, и действительные успехи в радиотехнике СВЧ были достигнуты только с помощью электронных ламп. Достижения электроники в области генерации и усиления СВЧ быстро находили себе применение в радиотехнике. Этот процесс чрезвычайно ускорился в последнее десятилетие, и в результате были разработаны разнообразные новые сверхвысокочастотные электронные лампы и подходящие для них колебательные контуры и излучающие устройства. Радиотехника сверхвысоких частот в настоящее время — весьма развитая область техники.

В истории электроники СВЧ можно выделить три периода развития. В течение начального периода (примерно 1920—1938 гг.) постепенно накапливались знания о взаимодействии между электронным потоком и СВЧ электромагнитным полем, были выяснены причины непригодности обычных ламп в диапазоне СВЧ и появились специальные, пока маломощные, СВЧ лампы. К этому периоду относятся первые опыты по связи и радиолокации на СВЧ.

Начало второго периода следует связать с работами Алексеева и Малярова по многорезонаторным магнетронам и братьев Вариан по клистродам (1938—1939 гг.). Тогда же были начаты систематические исследования полых резонаторов и СВЧ линий передачи, без чего развитие СВЧ электроники было бы невозможно. В течение

второго периода были созданы узкополосные усилительные и мощные генераторные СВЧ лампы, не допускавшие перехода, во всяком случае быстрого перехода, с одной рабочей частоты на другую. Наконец, в настоящее время в третьем периоде, еще не законченном, происходит разработка широкополосных СВЧ ламп, допускающих быструю смену рабочей частоты. Это требование было выдвинуто военной техникой, так как радиолокационные установки, работающие на фиксированной частоте, легко выводятся из действия с помощью искусственно создаваемых помех.

Следует отметить, что на протяжении всего времени существования электроники СВЧ проблемы уменьшения длины волны и увеличения мощности колебаний служили предметом интенсивных научных исследований.

В настоящей главе, наряду с описанием широко распространенных современных ламп СВЧ (сверхвысокочастотные триоды, клистроны, лампы с бегущей волной, многорезонаторные магнетроны), некоторое место уделено ранним типам СВЧ ламп, а именно триодам с положительной сеткой и разрезным и неразрезным магнетронам.

#### § 48. Пролетные колебания в триодах с положительной сеткой и в магнетронах. Колебания в разрезном магнетроне с падающей характеристикой

1. Пролетные колебания в триоде с положительной сеткой. В 1920—1921 гг. Зилитинкевичем в СССР и Баркгаузенем в Германии были обнаружены колебания очень высокой частоты в схеме

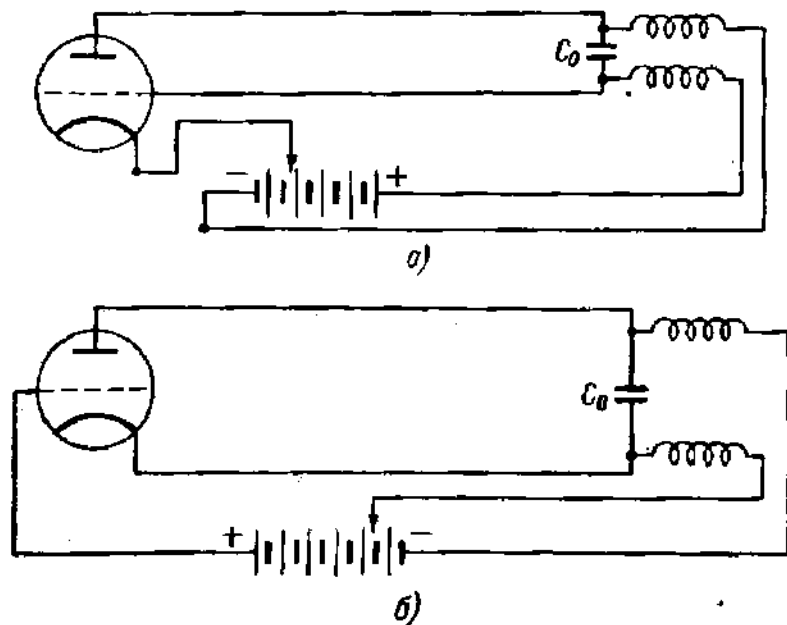


Рис. 405. Схемы триодных генераторов с положительной сеткой.

с триодом, на сетку которого было подано большое положительное напряжение и на анод — нуль или небольшое отрицательное



напряжение. Колебательный контур, например отрезок двухпроводной линии, может быть включен между любыми двумя электродами, но чаще всего его подключают между сеткой и анодом (рис. 405, а). Конденсатор большой емкости  $C_0$  позволяет подавать на электроды различные постоянные напряжения и вместе с тем замыкает накоротко

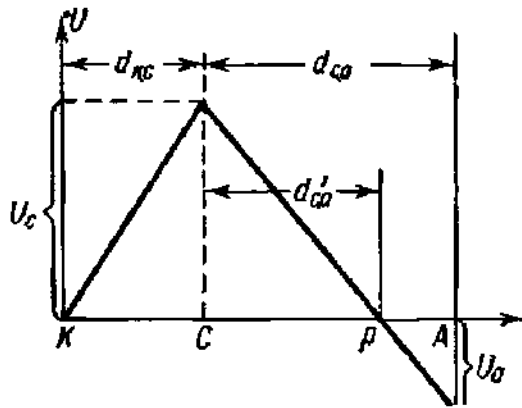


Рис. 406. К расчету периода колебания электронов в триоде с положительной сеткой.

линию для токов высокой частоты. Напряжение сетки  $U_c \gg U_a$ , так что электроны, пройдя сетку, попадают в тормозящее поле; поэтому генератор с положительной сеткой часто называют генератором с тормозящим полем. На рис. 405, б показана схема генератора с контуром между катодом и анодом. Первые исследователи нового метода генерирования колебаний Зилитинкевич и Баркгаузен пытались объяснить механизм колебаний маятникообразными колебаниями электронов около положительно заряженной сетки.

Рассмотрим, следуя этой мысли, движение отдельного электрона в плоском триоде с линейным распределением потенциала, пренебрегая искажением однородности поля вблизи сетки и пространственным зарядом. Ускорение электрона между катодом и сеткой равно

$$a_{к.с} = \eta \frac{U_c}{d_{к.с}},$$

время пробега электрона от катода до сетки (рис. 406), если пренебрегать скоростью вылета, будет

$$\tau_{к.с} = \sqrt{\frac{2d_{к.с}}{a_{к.с}}} = \sqrt{\frac{2}{\eta}} \frac{d_{к.с}}{\sqrt{U_c}} = 3,37 \cdot 10^{-8} \frac{d_{к.с}}{\sqrt{U_c}} \text{ [сек]}. \quad (48.1)$$

Между сеткой и анодом электрон движется с ускорением

$$a_{с.а} = -\eta \frac{U_c - U_a}{d_{с.а}}$$

и время пролета до точки поворота  $p$ , где потенциал равен нулю, равно

$$\begin{aligned} \tau_{с.а} &= \sqrt{\frac{2}{\eta}} \frac{d'_{с.а}}{\sqrt{U_c}} = \sqrt{\frac{2}{\eta}} \frac{d_{с.а}}{\sqrt{U_c}} \frac{U_c}{U_c - U_a} = \\ &= 3,37 \cdot 10^{-8} \frac{d_{с.а}}{\sqrt{U_c}} \frac{U_c}{U_c - U_a} \text{ [сек]}. \end{aligned} \quad (48.2)$$

Точки поворота различных электронов лежат на поверхности (здесь — плоскость), называемой поверхностью возврата. Очевидно, что в цилиндрическом триоде поверхность возврата имеет также форму ци-

линдра. Электрон, вернувшись обратно, может пролететь через сетку и попасть опять в тормозящее поле, вновь повернуть к сетке и т. д. Этим колебательным движением электронов и возбуждаются колебания в контуре.

Период колебания электрона  $T = 2(\tau_{к.с} + \tau_{с.а})$ , и считая в соответствии со сказанным выше, что период возбуждаемых колебаний равен периоду колебания электронов, для длины волны получим:

$$\lambda = cT \approx \frac{2000}{\sqrt{U_c}} \frac{(d_{к.с} + d_{с.а})U_c - d_{к.с}U_a}{U_c - U_a} \text{ [с.м.]} \quad (48.3)$$

Если  $U_a = 0$ , то

$$\lambda \approx \frac{2000}{\sqrt{U_c}} (d_{к.с} + d_{с.а}), \quad (48.4)$$

или

$$\lambda^2 U_c = \text{const.} \quad (48.5)$$

Расчет времени пролета и длины волны можно выполнить и для цилиндрических электродов. Он отличается от расчета для плоского триода только несколько большей математической сложностью, и его приводить мы не будем.

Изложенная выше теория явно недостаточна: в ней рассмотрено движение отдельного электрона, а не всего потока эмиттированных катодом электронов, которые в зависимости от момента вылета по-разному взаимодействуют с СВЧ полем. Кроме того, из формул (48.3) и (48.4) следует, что контур совершенно не влияет на длину волны, которая целиком определяется геометрией электродов и рабочими напряжениями. Это противоречит опыту, который показывает, что контур необходимо определенным образом настраивать, чтобы получить колебания сколько-нибудь заметной мощности\*). Тем не менее формулы (48.3) и (48.4) дают правильный порядок длины волны. Например, при  $d_{к.с} + d_{с.а} = 0,5 \text{ см}$ ,  $U_c = 400 \text{ в}$ ,  $U_a = 0$  из (48.4) следует, что  $\lambda = 50 \text{ см}$ , т. е. при напряжениях на сетке порядка сотен вольт должны возбуждаться, как это и получается в действительности при соответствующей настройке контура, волны дециметрового диапазона.

Как же должен быть настроен контур? Опыт показывает, что наиболее благоприятным является равенство между периодом колебаний и временем пролета электронов, т. е. условие  $T = \tau$ , хотя колебания возможны и тогда, когда время пролета является кратным периоду колебаний, т. е.  $\tau = 2T, 3T, \dots$ . Нетрудно представить себе

\*) Однако возможно получить колебания, в которых контур практически не играет никакой роли. Такие «бесконтурные» колебания были получены в лампе, электроды которой были накоротко замкнуты по высокой частоте. Собственная частота контура, ими образованного, была в несколько раз больше частоты генерируемых лампой колебаний (М. И. Кузнецов, Труды Горьковского физико-технического института, 1956).

механизм взаимодействия электронов с ВЧ полем; особенно просто это сделать для схемы с колебательным контуром, включенным между катодом и анодом (рис. 405, б).

Обратимся к пространственно-временной диаграмме движения электронов, изображенной на рис. 407. По оси абсцисс на ней отложен так называемый угол пролета электрона  $\omega t = \frac{2\pi}{T} t$ , где  $T$  — период колебаний контура. Иными словами, осью абсцисс служит

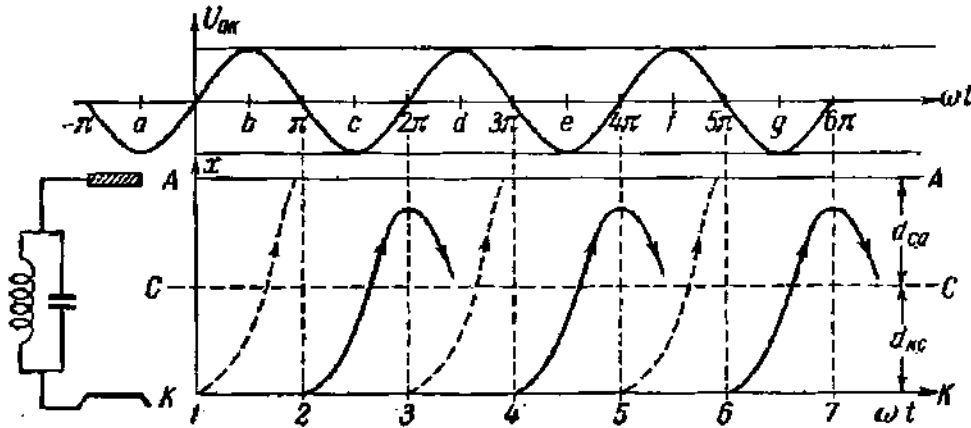


Рис. 407. Пространственно-временная диаграмма движения электронов в триоде с положительной сеткой.

время, измеренное в единицах фазового угла колебаний в контуре. По оси ординат отложено расстояние от катода; на диаграмме отмечено также положение сетки и анода и построена осциллограмма переменной составляющей анодного напряжения. Такого рода диаграммы, совмещающие в себе графики движения электронов, и осциллограммы колебательных процессов очень удобны для качественного исследования сверхвысокочастотных генераторов.

Положим, что постоянное анодное напряжение равно нулю, и рассмотрим движение электронов, выходящих из катода в начале положительной полуволны напряжения на аноде (электрон 1) и в начале отрицательной полуволны (электрон 2). Амплитуду высокочастотного поля будем считать малой. Электрон 1 на всем пути от катода до анода ускоряется полем высокой частоты (постоянное поле его ускоряет между катодом и сеткой и тормозит между сеткой и анодом), отбирает энергию от ВЧ поля и попадает, очевидно, на анод. Этот электрон, как и электроны 3, 5, ... — представитель группы «неправильнофазных» электронов, время вылета которых лежит в интервалах  $ab$ ,  $cd$ ,  $ef$  и т. д.

Правда, другие электроны этих групп на некоторой части своего пути тормозятся ВЧ полем и отдают ему энергию, но каждый из них на протяжении всего пути получает от ВЧ поля больше энергии, чем отдает полю, так что все электроны этих групп попадают на анод.

Электрон 2 является представителем «правильнофазных» электронов, выходящих из катода в интервалы времени  $bc$ ;  $de$ ,... Эти электроны тормозятся ВЧ полем на пути к аноду, не достигают его и на обратном пути опять испытывают добавочное торможение, так как за время движения электрона к аноду направление ВЧ поля изменяется. Они, следовательно, все время отдают ВЧ полю энергию, получаемую от постоянного поля, и колебания в контуре поддерживаются за счет этой энергии.

Так как значительная часть электронов поглощается при каждом прохождении через положительную сетку, причем процент поглощаемых сеткой электронов увеличивается при каждом новом подходе к сетке, вследствие торможения в ВЧ поле, то электроны, оставшиеся в поле после второго прохода через сетку, играют практически незаметную роль. Но так как неправильнофазные электроны выходят из игры уже после одного перехода катод — анод, а правильнофазные еще проделывают обратный путь от анода до сетки, общий баланс энергии складывается в пользу ВЧ поля и в контуре поддерживаются колебания постоянной амплитуды, длина волны которых вычисляется по формулам (3.48)—(5.48).

Нетрудно было бы произвести также качественный анализ и случаев  $\tau = 2T$ ,  $3T$ ,... и показать, что и здесь ВЧ поле в конечном счете получает энергию от потока электронов, хотя и меньшую, чем в случае  $T = \tau$ . Сходным методом можно было бы разобрать, например, случай колебательного контура, подключенного между сеткой и анодом. На всем этом мы не будем останавливаться ввиду небольшого практического значения схемы с положительной сеткой.

В рассмотренном выше механизме возбуждение колебаний СВЧ в схеме с положительной сеткой принципиально важную роль играет время пролета электронов. Это обстоятельство, в отличие от работы электронных ламп в низкочастотных генераторных и усилительных устройствах, является характерным для всех СВЧ электронных приборов.

Первые исследования схемы с положительной сеткой были сделаны с обычными триодами, но быстро появились триоды для наиболее коротких волн с колебательными контурами, целиком расположенные внутри баллона лампы, и было начато решение задачи о выводе колебательной мощности в нагрузку. Одним из наиболее удачных типов ламп с внутренним контуром была лампа с внутренним сеточным контуром, разработанная М. Т. Греховой (1928 г.) и выпускавшаяся в небольшом числе промышленностью. Колебательным контуром здесь служила спиральная сетка, замкнутая проволочной дужкой внутри баллона. С помощью таких триодов М. Т. Грехова и В. М. Бовшеров в 1931 г. осуществили радиосвязь на волне 33 см на расстоянии около 30 км и в том же году французский инженер Клавье на волне 17 см осуществил связь через пролив Ламанш. Это были первые удачные опыты по связи на дециметровых волнах, генерируемых

с помощью электронных ламп. С помощью ламп с сеточными контурами и соответственно усиленной сеткой, способной рассеивать большую мощность, были получены наилучшие для генераторов с положительной сеткой результаты: до 4—5 *вт* колебательной мощности при КПД, равном 3—4% на волне около 30 *см*. В настоящее время генератор с положительной сеткой (в его прежнем виде) уступил место другим, более совершенным генераторам СВЧ диапазона.

## 2. Пролетные колебания в магнетроне со сплошным анодом.

а) Статический режим. Магнетрон представляет собой цилиндрический диод, помещенный в однородное, направленное вдоль оси магнетрона магнитное поле. Ввиду того что в большинстве конструкций анод магнетрона разрезан по образующим на несколько сегментов, простейшую модель называют магнетроном со сплошным анодом. В теории магнетрона часто обращаются к плоскому магнетрону, движение электронов в котором исследовать проще, чем в цилиндрическом магнетроне. Но на практике всегда применяется цилиндрический магнетрон, катод которого, в отличие от плоского катода, легко изготовить.

Движение электронов в плоском магнетроне было исследовано в § 2 для случая малых скоростей вылета из катода. Электроны в плоском магнетроне описывают циклоиды, образованные кругами радиуса  $R = c^2 E / \eta H^2$ , катящимися вдоль катода со скоростью  $u = cE/H$ . Из этого следует, что анодный ток магнетрона остается равным току в отсутствие магнитного поля при  $d > 2R$  и обращается в нуль при  $d < 2R$ . Режим, при котором происходит отсечка анодного тока, называется критическим и характеризуется парой значений  $H_{кр}$ ,  $U_{кр}$ , связанных очевидным соотношением

$$H_{кр} = \frac{c}{d} \sqrt{\frac{2}{\eta}} \sqrt{U_{кр}} = 3,36 \frac{\sqrt{U_{кр}}}{d} [\text{эрсм}], \quad (48.6)$$

где  $d$  — расстояние катод — анод (см. § 2).

Рассмотрим теперь движение электрона в цилиндрическом магнетроне, считая скорость вылета электронов из катода равной нулю. При таких начальных условиях траектории, очевидно, плоские кривые и уравнение движения можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} m\ddot{x} &= e \frac{\partial U}{\partial x} - \frac{eH}{c} \dot{y}, \\ m\ddot{y} &= e \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{eH}{c} \dot{x}. \end{aligned} \right\} \quad (48.7)$$

Воспользовавшись соотношениями  $\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{x}{r} \frac{\partial U}{\partial r}$ ;  $\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{y}{r} \frac{\partial U}{\partial r}$ ;  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  и исключая  $\partial U / \partial r$  из уравнений (48.7), получим:

$$\dot{y}\dot{x} - \dot{x}\dot{y} = \omega (x\dot{x} + y\dot{y}), \quad (48.8)$$

где  $\omega = \eta H/c$  — циклотронная частота. Уравнение (48.8), переходя к полярным координатам, можно представить в виде

$$r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} = \frac{1}{r} \frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) = \omega\dot{r}. \quad (48.9)$$

Начальные условия (в момент вылета электрона из катода) имеют вид

$$t=0, \quad r=r_k, \quad \dot{r}=\dot{\theta}=0.$$

Интегрируя (48.9) один раз, получим:

$$\dot{\theta} = \frac{\omega}{2} \left(1 - \frac{r_k^2}{r^2}\right). \quad (48.10)$$

Вид траектории нетрудно определить приближенно для двух крайних случаев: очень малого  $r_k$  ( $r_k \ll r_a$ ) и большого  $r_k$  ( $r_k \approx 0,3r_a$ ). Во втором случае электронное поле близко к однородному и траектории-циклоиды, направляющей линией которых служит окружность катода. Для магнетронов с катодами прямого накала, каковыми были все магнетроны раннего периода, всегда  $r_k \ll r_a$ . Распределение потенциала вдоль радиуса для этого случая представлено на рис. 408, б. Потенциал быстро растет вблизи  $r=r_k$  согласно формуле  $U = U_a \ln(r/r_k) / \ln(r_a/r_k)$ , а при  $r \gg r_k$  он остается почти постоянным.

Электрон, таким образом, приобретает почти всю свою скорость в области, близкой к катоду, и дальше движется с почти постоянной скоростью. Отсюда следует, что большая часть траектории близка к кругу, по которому электрон пробегает с угловой скоростью  $\omega$ .

Период обращения электрона по траектории приближенно равен

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \frac{c}{\eta H}, \quad (48.11)$$

и зависит (в первом приближении) только от магнитного поля. Характер траекторий при различных режимах воспроизведен на рис. 409 слева. Как и в плоском магнетроне, режим, при котором траектории касаются анода, называется критическим. Если при  $U_a = \text{const}$  увеличивать  $H$ , начиная от нуля, то сначала траектории электронов слегка искривляются, но все электроны достигают анода, а при достижении критического режима происходит отсечка тока. Однако вследствие разброса начальных скоростей, неэквиво-

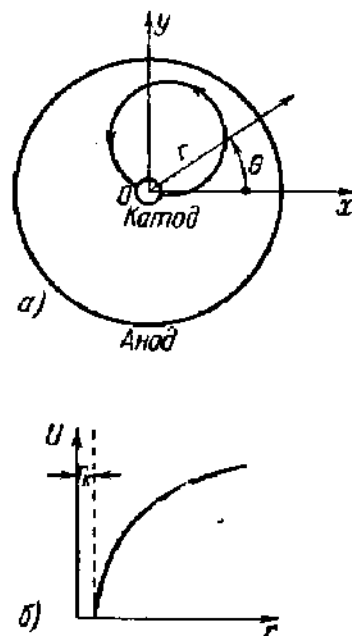


Рис. 408. а — траектория, близкая к кругу в магнетроне с  $r_k \ll r_a$ ; б — распределение потенциала в магнетроне при  $r_k \ll r_a$ .

тенциальности катода и неизбежной по техническим причинам некоторой асимметрии его электродов отсечка анодного тока при  $U_a = \text{const}$  происходит на некотором интервале значений  $H$ , как это показано на кривых рис. 409 справа. Для точки поворота на траектории при  $H > H_{\text{кр}}$  можно написать:

$$r = r_{\text{max}}, \quad \dot{r} = 0, \quad v^2 = r_{\text{max}}^2 \dot{\theta}^2 = 2\eta U_{\text{повор}}. \quad (48.12)$$

При  $H > H_{\text{кр}}$  сильно изменяется распределение пространственного заряда и, значит, изменяется и распределение потенциала между

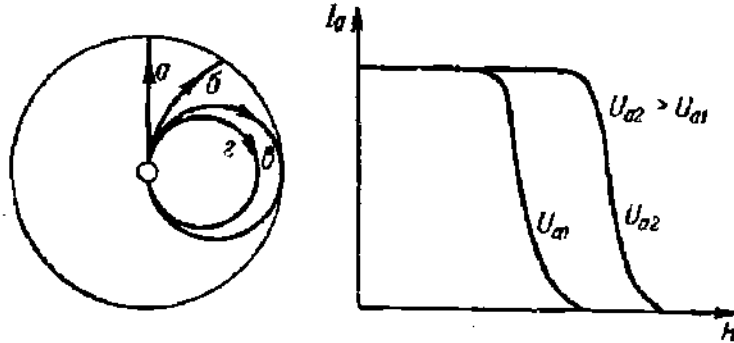


Рис. 409. Характер электронных траекторий в магнетроне (слева).

*a* и *b* — траектории при  $H < H_{\text{кр}}$ ; *a* — траектория при  $H = H_{\text{кр}}$ ; *z* — траектория при  $H > H_{\text{кр}}$ . Зависимость  $I_a$  от  $H$  при постоянной  $U_a$  (справа).

электродами. Поэтому найти  $U_{\text{повор}}$ , вообще говоря, не удастся. Но в критическом режиме, каково бы ни было распределение пространственного заряда, всегда будет

$$r_{\text{max}} = r_a, \quad U_{\text{повор}} = U_a = U_{\text{кр}}, \quad H = H_{\text{кр}},$$

и из формул (48.10) и (48.12) получается:

$$2\eta U_{\text{кр}} = r_a^2 \dot{\theta}^2 = r_a^2 \frac{\omega^2}{4} \left(1 - \frac{r_a^2}{r_k^2}\right)^2,$$

$$H_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{2}{\eta} \frac{2c}{r_a} \frac{\sqrt{U_{\text{кр}}}}{1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}}} = 6,72 \frac{\sqrt{U_{\text{кр}}}}{r_a} \frac{1}{1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}}, \quad (48.13)$$

Для  $r_k \ll r_a$

$$H_{\text{кр}} \approx 6,72 \frac{\sqrt{U_{\text{кр}}}}{r_a} [\text{эрсм}]. \quad (48.14)$$

Уравнение (48.13) на плоскости  $H, U_a$  определяет так называемую параболу критических режимов (рис. 410). Заштрихованная область докритических режимов — это нерабочая область магнетрона.

б) Колебания в магнетроне со сплошным анодом. Несмотря на различия в форме траекторий, легко увидеть сходство между поведением электронов в магнетроне при  $H > H_{кр}$  и в триоде с положительной сеткой. В обоих случаях электроны совершают в радиальных направлениях колебания между катодом и анодом; при  $U_a \approx 0$  в триоде и  $H \approx H_{кр}$  в магнетроне точки поворота электронов лежат вблизи анода. Наконец, в сплошном магнетроне, как в цилиндрическом триоде, ВЧ поле может быть только радиальным. Поэтому на схему, где между анодом и катодом магнетрона подключен колебательный контур, собственный период которого близок к времени пролета электрона от катода к аноду и обратно, т. е.  $T \approx \tau$ , можно распространить все приведенные выше для триода с положительной сеткой рассуждения об обмене энергией между электронами и ВЧ полем. Неправильнофазные электроны, выходящие из катода во время существования на аноде положительной полуволны напряжения, получают добавочное ускорение и, отобрав от ВЧ поля некоторую долю энергии, попадают сразу на анод. Правильнофазные электроны, оставляющие катод во время отрицательной полуволны, тормозятся ВЧ полем и отдают ему часть своей энергии. Они не достигают анода и могут совершить несколько оборотов, оставаясь все время в правильной фазе и отдавая энергию.

Впервые ВЧ колебания в магнетронном генераторе с контуром в виде двухпроводной линии, подключенной между анодом и катодом (рис. 411, а), получил в 1924 г. чешский ученый Жачек. Генератор должен работать в режиме, близком к критическому, чтобы неправильнофазные электроны сразу попадали на анод и тем самым удалялись из поля. Так как  $\tau = 2\pi c / \eta H$ , то, полагая  $\tau = T$ , получим:

$$\lambda = cT = 2\pi \frac{c^2}{\eta H} = \frac{10\,650}{H} \text{ [см]}, \quad (48.15)$$

где  $H$  выражено в эрстедах.

Формула (48.15) подтверждается на опыте, однако вследствие влияния пространственного заряда период оказывается несколько большим теоретического и численное значение постоянной равно примерно 13 000. Такого типа колебания в сплошном магнетроне называют пролетными колебаниями. Электроны правильной фазы в магнетроне после нескольких колебаний теряют почти всю энергию, приобретенную ими от поля. Если они после этого продолжают оставаться между электродами, то может случиться, что ВЧ поле начнет их ускорять, расходуя на это энергию.

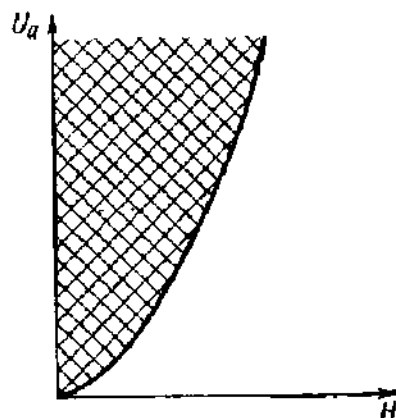


Рис. 410. Парабола критических режимов.



Следовательно, «правильнофазный» электрон, слишком долго задерживающийся между электродами, легко может сделаться «неправильнофазным», и поэтому такие «отработанные» электроны следует

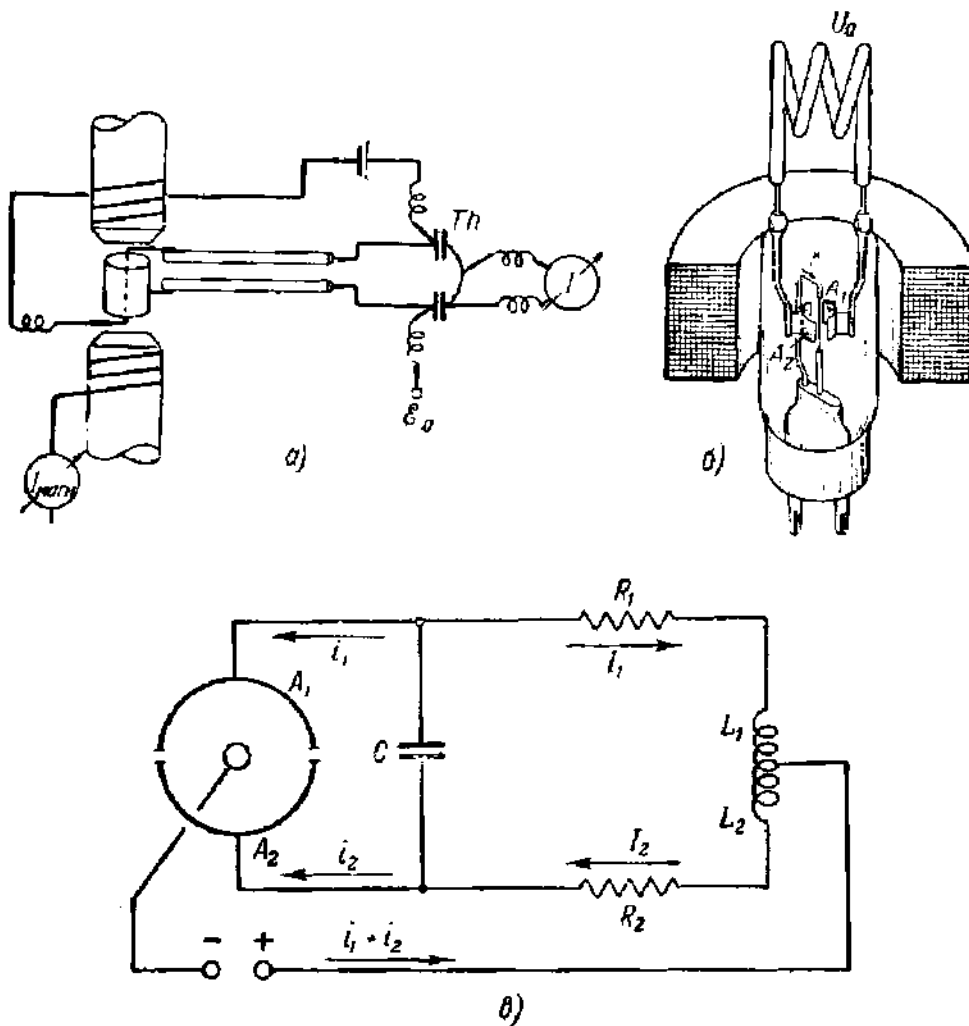


Рис. 41. Магнетронные генераторы.

*a* — генератор на магнетроне со сплошным анодом (*Th* — термоэлемент с гальванометром для измерения колебательного тока); *b* — генератор на магнетроне с двухсегментным магнетроном (*A*<sub>1</sub>, *A*<sub>2</sub> — сегменты, *K* — катод); *c* — эквивалентная схема генератора на магнетроне с разрезным анодом.

удалять. Для удаления «отработанных» электронов были предложены два способа. Можно, во-первых, наклонять магнитное поле под небольшим углом к оси магнетрона. В этом случае траектории перестают быть плоскими и электроны постепенно смещаются к одному из оснований анодного цилиндра и в конечном итоге выталкиваются из междуэлектродного пространства. Другой способ извлечения из магнетрона «отработанных» электронов состоит в создании небольшого электрического поля в осевом направлении. Это делается с помощью двух дисков, на которые подается положительное напряжение. Как и триодный генератор с положительной сеткой, магнетрон со сплошным анодом вышел из употребления. Но оба эти вида генераторов сыграли важную роль в истории сверхвысокочастотной электроники.

**3. Пролетные колебания в магнетронах с разрезным анодом.** В магнетроне, предложенном в 1928 г. японским ученым Окабе, цилиндрический анод был разделен узкими продольными щелями на два одинаковых сегмента. Впоследствии появились магнетроны, аноды которых разделялись продольными щелями не на два, а на большее число симметрично расположенных сегментов, чаще всего на четыре. Колебательный контур подключается между сегментами (рис. 411, б) или между дужками, соединяющими противоположные сегменты в четырехсегментном магнетроне.

При наличии колебаний в генераторе между сегментами, подключенными к контуру, существует переменное ВЧ поле, сосредоточенное главным образом у щелей, где оно имеет азимутальное направление. Электрическое поле разрезного магнетрона по своему строению гораздо сложнее радиального поля магнетрона со сплошным анодом. Соответственно этому характер взаимодействия между электронами и ВЧ полем в разрезном магнетроне может быть различен, различны электронные траектории и, как говорят обычно, возможны различные типы колебаний.

При режимах, близких к критическому, возбуждаются пролетные колебания. Их длина волны может быть вычислена по формуле (48.15).

Характер взаимодействия электронов с магнитным полем можно себе представить так: выходя из катода, электроны сначала движутся в почти радиальном поле и при небольшой амплитуде ВЧ напряжения между сегментами траектории их мало отличаются от траекторий электронов в сплошном магнетроне. В ВЧ поле вблизи щелей электроны могут попадать как в правильной, так и в неправильной фазе. Те электроны, которые встречаются вблизи щелей ускоряющее ВЧ поле, увеличивают свою скорость, радиус их орбиты увеличивается, и они, отобрав у ВЧ поля небольшое относительно количество энергии, попадают на анод. Это электроны неправильной фазы. Электроны, попадающие в тормозящее поле, отдают энергию полю, скорость и радиус орбиты у них уменьшаются, и они уходят к катоду. Вернувшись обратно к щели, они ещё раз отдают энергию ВЧ полю и т. д. (рис. 412).

Механизм взаимодействия электронов и ВЧ поля здесь более эффективен, чем в случае магнетрона со сплошным анодом, и коле-

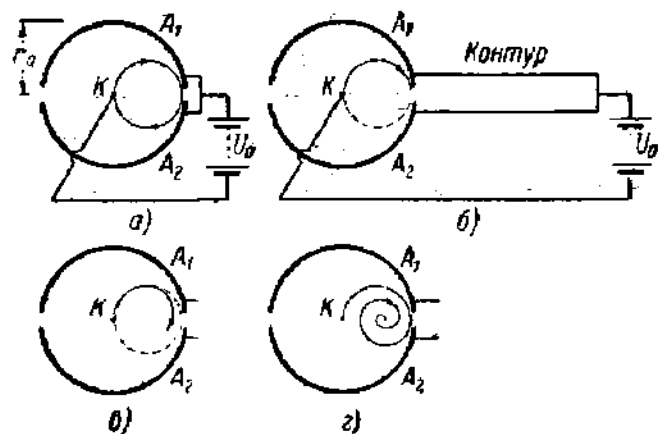


Рис. 412. Характер электронных траекторий в двухсегментном магнетроне при  $H \approx H_{кр}$ .

а — потенциалы обоих сегментов одинаковы; б — потенциал нижнего сегмента выше; в — потенциал нижнего сегмента ниже; г — траектория электрона правильной фазы, попавшего около щели в тормозящее поле ВЧ вблизи щели.

батальная мощность оказывается много большей; кпд остается, правда, низким, обычно 5—10%, но это обстоятельство искупается до известной степени простотой конструкции, обеспечивающей разрезным магнетронам в режиме пролетных колебаний до сих пор некоторое применение в лабораторных условиях в качестве генераторов волн дециметрового диапазона небольшой мощности. В таких магнетронах к сегментам присоединяется целиком лежащий внутри баллона контур в виде дужки из проволоки или металлической ленты. Сравнительно легко в непрерывном режиме получают волны сантиметрового диапазона при мощности в несколько ватт. Четырехсегментные магнетроны конструктивно несколько сложнее, но зато работают при меньших магнитных полях и напряжениях.

**4. Колебания в магнетроне с падающей статической характеристикой.** Совсем другой характер имеют колебательные процессы в разрезном магнетроне при режимах, соответствующих части плоскости справа от параболы критического режима (рис. 410). При заданном  $U_a$  такие режимы получаются при магнитных полях, значительно превышающих критическое поле. Электроны, прежде чем попасть на один из анодов, описывают сложную траекторию с многими петлями. Связь между временем пролета электронов и периодом колебания, столь характерная для пролетных колебаний, исчезает, и магнетрон одинаково хорошо работает во всех диапазонах, вплоть до верхнего дециметрового. Конструктивно разрезной магнетрон не отличается от магнетронов, используемых в режиме пролетных колебаний. Время пролета электрона для типичного режима генераторов этого типа невелико по сравнению с периодом колебания, как и в обычном ламповом генераторе, и для выяснения механизма колебаний нужно обратиться к статическим характеристикам магнетрона. Эти характеристики показывают, что по отношению к контуру, подключенному между сегментами магнетрона, он ведет себя как отрицательное сопротивление. Из схемы генератора (рис. 411, в) легко увидеть, о какой статической характеристике здесь идет речь.

Из схемы следует:

$$I_1 + i_1 = -C \frac{dU}{dt} = I_2 - i_2,$$

$$U = R_1 I_1 + L_1 \frac{dI_1}{dt} + L_2 \frac{dI_2}{dt} + R_2 I_2.$$

Здесь  $U$  — междусегментное напряжение. Полагая, что генератор симметричен, т. е. что  $R_1 = R_2 = R/2$  и  $L_1 = L_2 = L/2$ , и исключая  $I_1$  и  $I_2$ , получим:

$$\frac{d^2 U}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dU}{dt} + \frac{R}{2LC} (i_1 - i_2) + \frac{1}{2C} \frac{d(i_1 - i_2)}{dt} = 0. \quad (48.16)$$

Уравнение (48.16) показывает, что поведение генератора зависит от вида разностной статической характеристики  $(i_1 - i_2) = \Delta i = F(U)$ .

На рис. 413 приведены типичные разностные характеристики двух-сегментного магнетрона в «закритической» области при разных значениях. Как видно, характеристики имеют падающий участок, середина которого лежит в точке  $U=0$ ,  $\Delta i=0$ , и значит, на этом участке возможно самовозбуждение. В связи с тем, что анодная характеристика триода при наличии динатронного эффекта также имеет падающий участок, колебания этого типа часто называют динатронными, хотя вторичная эмиссия не имеет никакого отношения к физической природе падающей характеристики магнетрона.

В настоящее время динатронный магнетронный генератор не применяется в технике, так как он непригоден для получения колебаний сантиметрового диапазона, а в диапазонах более длинных волн он не смог конкурировать с обычными ламповыми генераторами. Однако в течение некоторого времени динатронные генераторы привлекали к себе большое внимание. Как на одну из удачных конструкций можно указать на магнетрон с водяным охлаждением (построен А. Л. Слущкиным), развивавший в режиме непрерывной генерации до 14 квт на волне 80 см\*).

**5. Строфотрон.** В течение более чем 20 лет было очень распространено мнение, что механизм, подобный механизму пролетных колебаний в триоде, не способен обеспечить высокий электронный кпд и поэтому не представляет интереса для техники. Однако недавно (1953 г.) Х. Альфвен сконструировал электронную лампу со

своеобразным механизмом пролетных колебаний, способную работать с кпд в несколько десятков процентов и обладающую весьма интересными для техники свойствами. Эта лампа была названа строфотроном\*\*).

Устройство электродов строфотрона показано на рис. 414, а. На рисунке  $K$  — катод,  $R'$  и  $R''$  — отражатели, отрицательные по отношению к  $K$ ,  $A$  — анод,  $C$  — коллектор, напряжение которого примерно равно половине анодного напряжения  $U_a$ . Электроды помещаются в достаточно сильное однородное магнитное поле, направленное по оси  $z$ , препятствующее смещению электронов в направлении, перпен-

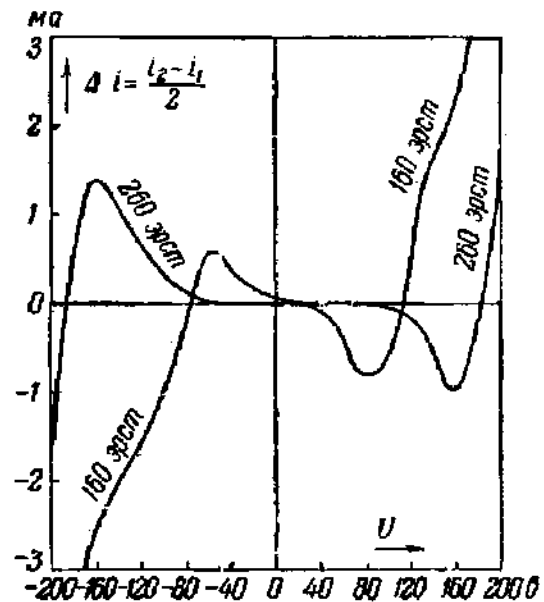


Рис. 413. Разностные статические характеристики двухсегментного магнетрона.

\*) По всем вопросам пролетных и динатронных колебаний см. [Л. 6.9; Л.6.20].

\*\*\*) Название «строфотрон» происходит от греческого слова, означающего «двигаться вперед и назад», и стоит в связи с формой траекторий электронов в лампе.

дикулярном к плоскости  $xz$ . Форма электродов подбирается так, что вдоль оси  $x$ , против середины анода  $U=0$  и в плоскости  $xz$  потенциал при отсутствии пространственного заряда меняется по закону

$$U = -kz^2, \quad (48.17)$$

где  $k$  — постоянный коэффициент. Эквипотенциальные линии поля в плоскости  $zy$  изображены на рис. 414, б.

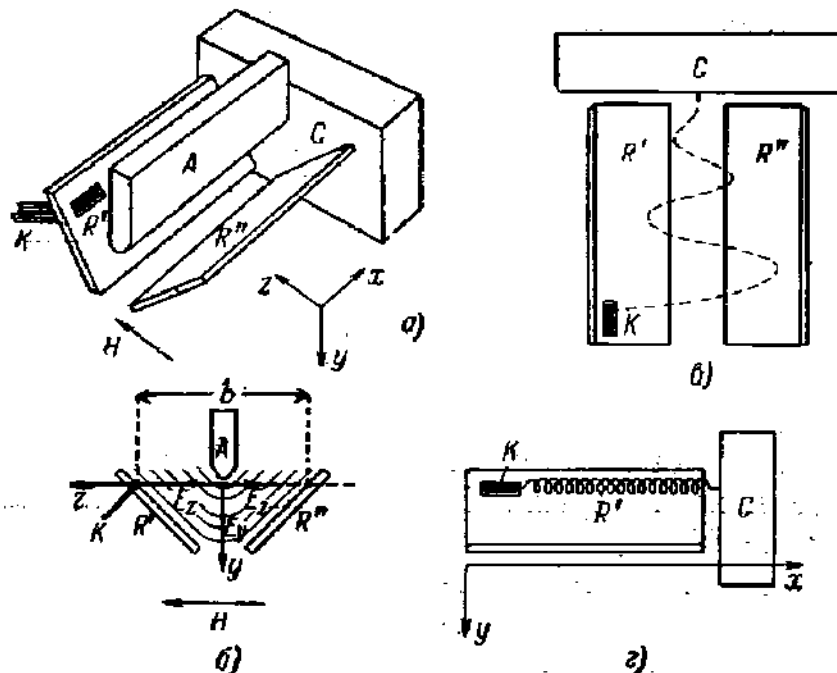


Рис. 414. Строфотрон.

*a* — форма электродов; *б* — эквипотенциальные линии в плоскости  $yz$ , перпендикулярной к оси прибора; *в* — вид траектории при наблюдении в направлении оси  $y$ ; *г* — вид траектории при наблюдении вдоль оси  $z$  (направление магнитного поля).

Таким образом, вдоль оси  $x$ , по всей длине анода  $A$  в плоскости  $xz$  существует «потенциальная яма» для электронов, в которой они могут совершать колебания, «скатываясь» попеременно с обоих склонов «ямы». В отличие от триода с положительной сеткой на «дне ямы» нет никаких проволок сетки.

Из рис. 414, б следует, что при  $z = b/2$   $U = U_a$ ; отсюда

$$\left. \begin{aligned} U_a &= -k \left(\frac{b}{2}\right)^2; & k &= \frac{4U_a}{b^2}; \\ U &= -\frac{4U_a}{b^2} z^2. \end{aligned} \right\} \quad (48.18)$$

Если бы слагающей  $E_y$  в приборе не было, то электроны колебались бы в направлении  $z$  около оси  $x$  в соответствии с уравнением

$$m\ddot{z} + eE_z = 0,$$

где

$$E_z = -\frac{dU}{dz} = \frac{8U_a}{b^2} z; \quad (48.19)$$

отсюда сразу определяется частота

$$\omega^2 = \frac{8U_a \eta}{b^2},$$

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{\pi} \sqrt{2\eta} \frac{\sqrt{U_a}}{b} = 0,189 \cdot 10^6 \frac{\sqrt{U_a}}{b} [\text{гц}]. \quad (48.20)$$

Взаимно-перпендикулярные поля  $E_y$  и  $H_z$  вызывают трохойдальное движение в направлении оси  $x$  (рис. 414, *г*), которое накладывается на колебательное движение электронов (рис. 414, *в*). В итоге электроны, колеблясь между склонами «потенциальной ямы», одновременно увлекаются по направлению к коллектору  $C$  со скоростью (§ 2)

$$v_x = 10^8 \frac{E_y}{H_z} [\text{см/сек}]. \quad (48.21)$$

Если между  $R'$  и  $R''$  подключен колебательный контур, то взаимодействие, возникающее между ВЧ полем и потоком электронов, в существенных чертах сходно с взаимодействием между полем и электронами в триоде с положительной сеткой. Подбирая скорость дрейфа электронов  $v_x$  с помощью магнитного поля можно добиться того, что электроны правильной фазы будут попадать на коллектор, как только отдадут ВЧ полю большую часть своей энергии, не задерживаясь лишнее время в пространстве взаимодействия. Этот механизм удаления отработанных электронов, допускающий удобную регулировку, действует очень эффективно и обеспечивает высокий кпд. В экспериментальных лампах при выходной мощности около 7 *вт* был получен кпд, равный 33%. В качестве контуров применялись двухпроводные и коаксиальные линии. Экспериментальные образцы ламп работали на волнах длиной 30—15 *см*.

Помимо высокого электронного кпд строфотрон имеет и другие ценные свойства. Строфотрон имеет широкую полосу электронной настройки, т. е. частоту генерируемых им колебаний, меняя напряжения, можно изменять в широких пределах. Например, если менять  $U_2$  в пределах от 300 до 900 *в* и напряжение на отражателях от —50 до 250 *в*, то можно перекрыть частоты от 800 до 1700 *мгц* без перестройки контура. Можно менять частоту и меняя только анодное напряжение или только напряжение отражателей. Конечно, без подстройки контура мощность по диапазону будет сильно падать. Но нужно иметь при этом в виду, что резонансный контур строфотрона имеет низкую добротность. Это происходит потому, что в рабочем состоянии при относительно низких ВЧ напряжениях электроны совершают много колебаний до попадания на коллектор и колебательный

ток велик. Отсюда и следует, что резонансный контур сильно нагружен электронным потоком и импеданс его мал. Но низкая добротность позволяет осуществлять перестройку в широкой полосе без механической перестройки контура.

Полезная мощность стророфона ограничивается не нагреванием коллектора, а искажением поля пространственными зарядами при большой силе тока. Пространственный заряд накапливается вблизи «дна ямы» и увеличивает здесь потенциал, так что «яма» делается менее глубокой и условия для колебания электронов ухудшаются.

## § 49. Сверхвысококачественные триоды и многосеточные лампы

При повышении частоты сверх некоторого предела мощность, которую удается получить от любой лампы, работающей в генераторной или усилительной схеме, начинает быстро падать. Установлено несколько причин этого явления; из них основными следует считать трудности конструирования высококачественных контуров, надлежащим образом согласованных с конструкцией лампы, и влияние инерции электронов на взаимодействие высококачественного поля с электронным потоком. Работа над повышением частотного предела ламп привела к появлению многочисленных типов специальных сверхвысококачественных ламп.

**1. Контурные ограничения.** Выясним, какие особенности ламп длинноволнового диапазона служат препятствием, ограничивающим работу лампы на очень высоких частотах. Лампа, например триод, обладает междуэлектродными емкостями  $C_{a,c}$ ,  $C_{a,k}$ ,  $C_{c,k}$ : вводы электродов представляют собой стержни длиной в несколько сантиметров, имеющие индуктивности  $L_a$ ,  $L_c$ ,  $L_k$  (схема рис. 415, а). При использовании триода в усилителе или генераторе к нему подключаются две цепи; отсюда следует, что один из вводов оказывается подключенным к обеим цепям, образуя общую точку схемы. Наиболее употребительны в радиотехнике схемы с общим катодом (рис. 415, б), но в технике СВЧ очень распространены и схемы с общей сеткой (рис. 415, в). Принципиальная схема усилителя получится, если в схеме рис. 415 во входную цепь  $I$  ввести стороннюю эдс — сигнал, а чтобы получить схему генератора с самовозбуждением, надо между обеими цепями создать обратную связь соответствующего знака.

Из рис. 415 видно, во-первых, что емкости и индуктивности лампы изменяют параметры подключенных к ней контуров, во-вторых, что через лампу между обеими цепями устанавливается некоторая связь и, в-третьих, что колебательное напряжение не целиком попадает на электроды лампы. Например, напряжение сигнала, поданное на сетку в схеме с общим катодом (рис. 415, б), распределяется (даже при  $Z_c = 0$ ) между промежутком сетка — катод лампы и индуктивностью катодного ввода  $L_k$ . При не очень высоких частотах эти свойства схемы не имеют практического значения, но уже вблизи

диапазона метровых волн они начинают оказывать заметное и быстро повышающееся с частотой влияние. Это влияние нежелательно по ряду причин: а) им ограничивается предельная частота резонансного контура, который может быть подключен к лампе; контур предель-

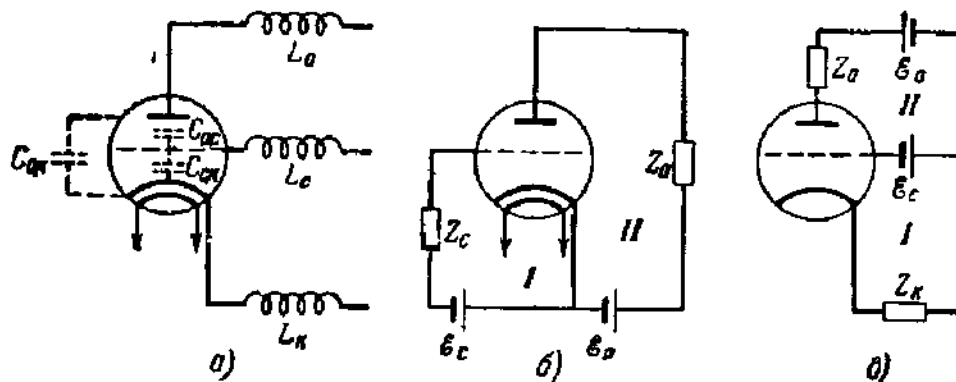


Рис. 415. а — эквивалентная схема триода; б — схема с общим катодом; в — схема с общей сеткой.

ной частоты получится, если два ввода лампы снаружи замкнуть накоротко; б) обратные связи, осуществляемые через общие обеим цепям емкости и индуктивности лампы, могут иметь нежелательный знак, а, кроме того, их невозможно регулировать; в) в наиболее распространенной на низких частотах схеме общего катода особенно вредное влияние оказывает утечка энергии из цепи сетки в цепь анода через индуктивность катодного ввода  $L_k$ .

Имея в виду, что в настоящее время в технике СВЧ чаще пользуются схемой общей сетки, а также и то, что существуют конструкции, где влияние  $L_k$  в схеме с общим катодом сильно уменьшено, мы не будем останавливаться на расчете влияния  $L_k$  на мощность, расходуемую в сеточной цепи, и ограничимся результатами расчета. Утечка энергии из цепи сетки в анодную цепь равносильна появлению активной составляющей проводимости сеточной цепи (несмотря на то, что при  $\mathcal{E}_c < 0$  электроны не попадают на сетку). Теория дает [Л.5.1, гл. 12; Л.5.3, т. 2], что входная проводимость, обусловленная наличием  $L_k$ , равна

$$Y_{\text{вх. акт.}} = \frac{1}{R_{\text{вх}}} = \omega^2 C_{\text{к.с}_1} L_k S_k = 4\pi^2 f^2 C_{\text{к.с}_1} L_k S_k \quad (49.1)$$

где  $S_k$  — крутизна полного тока и  $C_{\text{к.с}_1}$  — емкость катод — управляющая сетка (формула пригодна и для экранированных ламп).  $Y_{\text{вх. акт}}$  растет пропорционально  $\omega^2$  и в лампах с длинными вводами (например, в лампах с ножками «гребешкового» типа; см. § 47) оказывается настолько большой, что теряется основное преимущество лампы — возможность управления анодным током почти без затраты мощности с помощью изменения  $U_c$ .



Общий вывод, к которому пришла радиотехника, уже на подступах к диапазону метровых волн, можно сформулировать как требование предельного уменьшения индуктивностей вводов и междуэлектродных емкостей, причем последнее требование не должно, по мере возможности, удовлетворяться за счет уменьшения активных поверхностей электродов и увеличения расстояний между ними. Увеличение междуэлектродных расстояний требует соответственного увеличения напряжений на электродах, что приемлемо в очень ограниченной степени. Уменьшение же активных, т. е. пересекаемых электронными потоками поверхностей электродов, означает уменьшение мощности. Значит, с точки зрения электроники лампы можно безболезненно уменьшать только длины вводов и емкости между неактивными частями электродов.

**2. Конструкции СВЧ ламп.** Как реализуется на практике разнесение выводов, переход на плоские ножки и т. п., можно видеть из рис. 416, где изображены два типа маломощных СВЧ ламп. На-

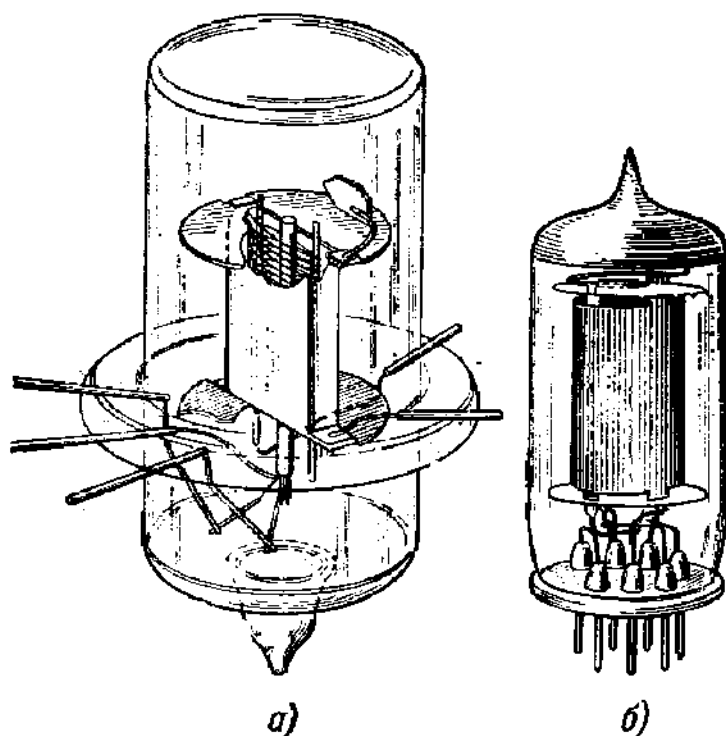


Рис. 416. СВЧ лампы: а—«желудь»; б—«пальчиковая» (миниатюрная).

звания, им присвоенные, связаны с их формой и размерами: лампа «желудь» (рис. 416, а), «пальчиковая» лампа (рис. 416, б). Эти два типа (в настоящее время более удобны в производстве пальчиковые лампы) выпускаются серийно, и в этих оформлениях существуют триоды и пентоды разных назначений. «Желуди» и пальчиковые лампы применяются в гетеродинах и усилителях ВЧ вплоть до частот 400—450 мгц.

Для уменьшения влияния индуктивностей делают вывод от одного электрода на несколько штырьков. Параллельное соединение вводов уменьшает индуктивность ввода; кроме того, в такой конструкции можно входную цепь подключить к катоду через один штырек, а выходную — через другой, чем длина общего участка катодного ввода сводится почти к нулю.

Лампы, изображенные на рис. 416, представляют собой, можно сказать, обычные лампы, максимально приспособленные для работы на высоких частотах. Они сохраняют основные черты длинноволновых ламп: цилиндрическую или близкую к ней конструкцию электродов, невыгодную с точки зрения достижения очень малых междуэлектродных расстояний, и конструкцию вводов, плохо приспособленную для включения лампы в высокочастотный контур. Электроды таких ламп подключаются к контуру, а не являются его органической конструктивно неотделимой составной частью. В пуговичной лампе 368-А (рис. 417, а) с двусторонним выводом, разработанной Сэмюэлем, этот недостаток был в какой-то мере преодолен. На рис. 417, б

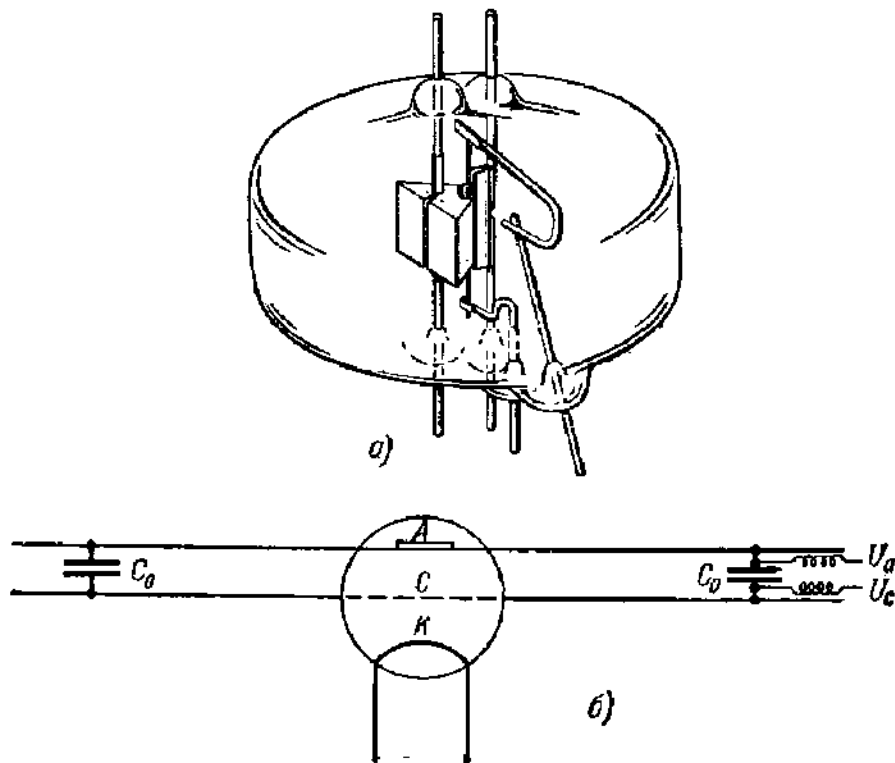


Рис. 417. а — лампа 368-А; б — генератор на лампе 368-А [Л. 6. 1].

показано включение лампы Сэмюэля в двухпроводную линию. При таком включении на электродах лампы находится пучность напряжения ВЧ, что необходимо для эффективного взаимодействия ВЧ поля с электронным потоком. Лампа 368-А на волне 25 см давала мощность 3 вт, а ее предельная длина волны равнялась 16 см. В лампе 368-А, разработанной еще до второй мировой войны, был сделан шаг вперед на пути достижения единства электродов лампы и колеба-

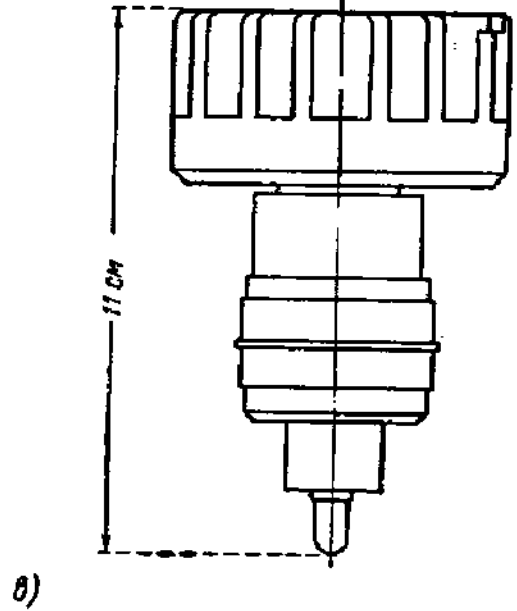
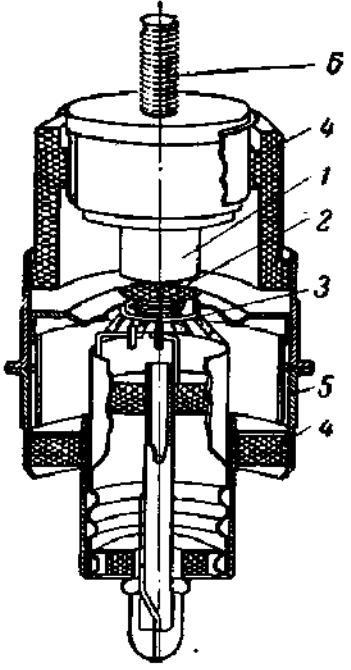
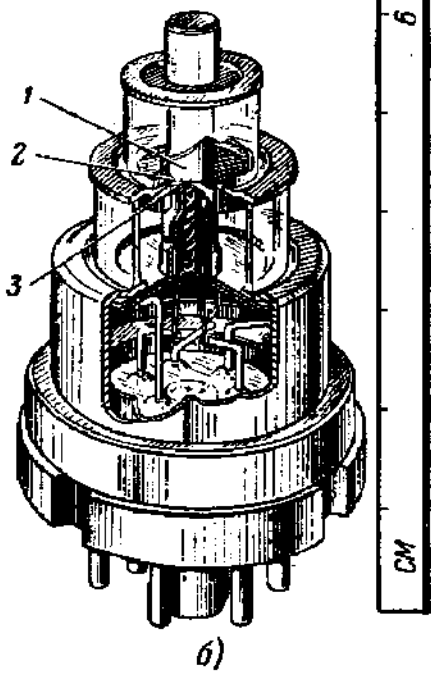
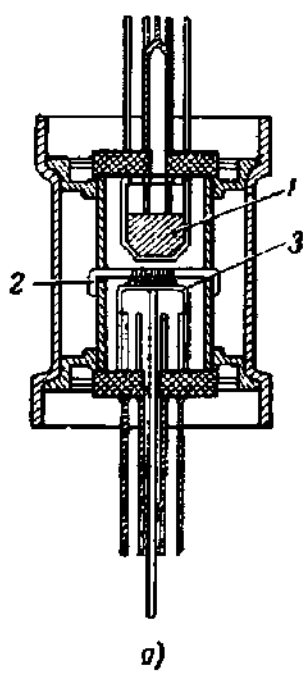


Рис. 418. Сверхвысокочастотные триоды с плоскими вводами.  
 а — лампа ДЦМ-1; б — «мячковая» лампа (на обоих рисунках: 1 — анод, 2 — сетка, 3 — катод); в — металлокерамическая лампа (слева — разрез, радиатор снят; справа — внешний вид с надетым радиатором: 1 — анод, 2 — сетка, 3 — катод, 4 — керамика, 5 — цилиндр, вывод сетки, 6 — вывод анода).

тельного контура, которое является одним из руководящих принципов конструирования современных СВЧ ламп. Но лампа 368-А естественно объединялась только с двухпроводной линией, т. е. с контуром относительно низкого качества.

Современные лампы с плоскими электродами, в отличие от лампы 368-А, как нельзя лучше встраиваются в контуры, образованные отрезками коаксиальных линий. Кроме того, в них благодаря механической жесткости электродов можно достичь предельно малых зазоров между электродами, что очень важно (как это мы увидим ниже) для уменьшения влияния инерции электронов.

На рис. 418 изображены: а — лампа ДЦМ-1, разработанная в 1939 г. Н. Д. Девятковым и его сотрудниками; б — так называемая «маячковая лампа», сконструированная во время мировой войны в США\*); в) — немецкая металлокерамическая лампа типа LD, также появившаяся во время войны \*) [Л. 6. 1]. Нетрудно увидеть, что в лампе ДЦМ-1 уже имеются налицо все основные конструктивные особенности современных СВЧ триодов: плоский подогревный оксидный катод, плоская сетка, выведенная на плоский диск (маячковая лампа) или на металлический цилиндр (лампа ДЦМ и LD), и анод в виде стержня с плоско срезанным торцом. В лампе ДЦМ-1 и в ранее разработанной Н. Д. Девятковым лампе ДЦ-21, положивших начало современным конструкциям СВЧ триодов, не был технически удобно решен вопрос о запайке плоских электродов. В маячковой лампе для этой цели были применены спай стекла с плоскими медными дисками, разработанные впервые при конструировании клистронов. В металлокерамических лампах использованы спай металла с вакуумной керамикой. Оба эти приема теперь широко применяются в вакуумной технике.

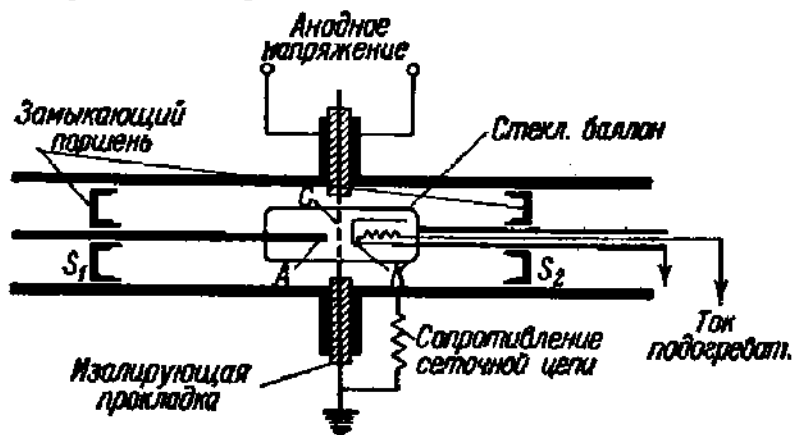


Рис. 419. Включение лампы с плоскими электродами в коаксиальную линию по схеме общей сетки.

На рис. 419 дана схема генератора (или усилителя на триоде с плоскими вводами). Из него можно видеть, как лампа с плоскими

\*) Лампы этих типов изготавливаются отечественной промышленностью, например, маячковый триод 6С5Д или металлокерамические триоды ГИ-7Б, ГС-9Б и др.

электродами со всеми своими вводами и электронным потоком оказывается органической составной частью колебательных контуров, образованных отрезками коаксиальных линий. Заметим, что конструкция рис. 419 естественно приспособлена для работы в схеме общей сетки, дисковый ввод которой служит границей между контурами катод — сетка и сетка — анод. Применение устройства типа рис. 419 и им подобных с маячковыми и металлокерамическими лампами расширило предел применимости триодов в усилителях и генераторах до  $\lambda = 7 \div 7,5$  см.

3. Токи, наведенные движущимся зарядом. Разбор вопроса о влиянии инерции электронов на свойства электронных ламп следует начать с рассмотрения механизма прохождения тока, через междуэлектронный промежуток. Рассмотрим сначала наиболее простой пример.

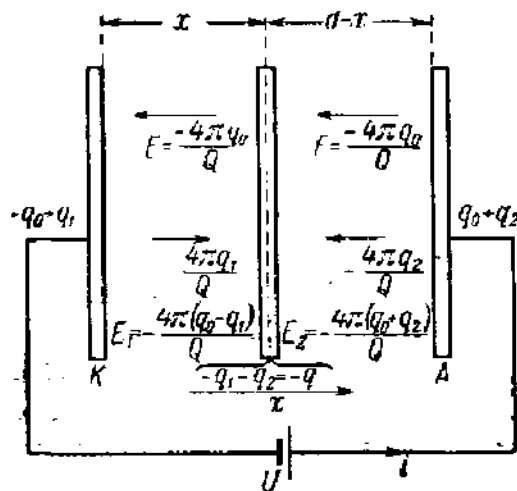


Рис. 420.

Пусть плоский катод  $K$  (рис. 420) дает очень кратковременный импульс эмиссии. Тогда электронный заряд примет форму очень тонкого слоя с общим зарядом  $-q$ , перемещающегося к аноду  $A$ . На катоде после эмиссии останется в дополнение к имевшемуся там заряду  $-q_0$  заряд  $+q$ , который будет убывать по мере перемещения слоя  $-q$  к аноду, в то время как на аноде появится возрастающий положительный заряд,

перетекающий туда по внешней цепи. Пусть наведенные заряды катода и анода равны  $q_1$  и  $q_2$  в тот момент, когда слой с зарядом  $-q$  переместился на расстояние  $x$  от катода. Очевидно,

$$q = q_1 + q_2 \quad (49.2)$$

Из конфигурации системы следует, что поле по обе стороны от слоя остается однородным. Обозначая через  $E$  напряженность до появления слоя и через  $E_1$  и  $E_2$  — напряженности слева и справа от слоя, можно написать:

$$E = -\frac{4\pi q_0}{Q}; \quad E_1 = -\frac{4\pi(q_0 - q_1)}{Q}; \quad E_2 = -\frac{4\pi(q_0 + q_2)}{Q}, \quad (49.3)$$

где  $Q$  — площадь электрода. Напряжение между электродами все время остается равным  $U = Ed$ ; значит,

$$Ed = E_1 x + E_2 (d - x). \quad (49.4)$$

Из (49.2)—(49.4) следует:

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{E_1 - E}{E - E_2} = \frac{q}{q_2} - 1; \quad \frac{q}{q_2} = \frac{E_1 - E_2}{E - E_2} = \frac{d}{x};$$

$$q_2 = q \frac{x}{d}; \quad q_1 = q \left(1 - \frac{x}{d}\right), \quad (49.5)$$

и ток во внешней цепи

$$i = \frac{dq_s}{dx} = \frac{q}{d} \frac{dx}{dt} = \frac{q}{d} v. \quad (49.6)$$

Формула (49.6) доказана для заряда, имеющего форму тонкого слоя, но она остается верной и для точечного заряда. В этом случае она является следствием так называемой теоремы Рамо — Шокли (см. [Л.А.5, стр. 650]). Возьмем какую угодно систему электродов, вблизи которой со скоростью  $v$  движется заряд  $q$  (рис. 421). Пусть  $E_v$  — слагающая напряженности поля по направлению  $v$  в точке, где находится заряд, вычисленная при условии, что потенциал электрода  $A$  равен единице, а потенциалы всех остальных электродов — нули. Включим между электродом  $A$  и землей сопротивление  $R$ , и пусть в нем при движении заряда  $q$  наводится ток  $i$ . Потенциал электрода  $A$  теперь равен  $iR$ , слагающая напряженности поля в направлении  $v$  равна  $iRE_v$ , и работа, совершаемая зарядом при перемещении на  $ds$ , равна  $qE_v iR ds$ , а мощность —  $qE_v iR \frac{ds}{dt} = qE_v iRv$ . Часть этой мощности  $i^2 R = W_R$  расходуется на нагревание сопротивления и другая часть  $\frac{d}{dt} \left[ \frac{1}{2} C (i^2 R) \right] = W_E$  на увеличение энергии электростатического поля ( $C$  — емкость рассматриваемого электрода).

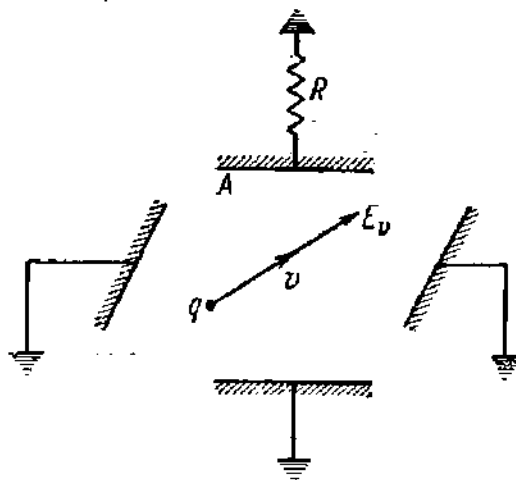


Рис. 421. К доказательству теоремы Рамо — Шокли.

По закону сохранения энергии  $qE_v iRv = W_R + W_E$ , откуда

$$i + CR \frac{di}{dt} = qE_v v. \quad (49.7a)$$

Если постоянной времени цепи  $CR$  можно пренебречь по сравнению с временем пролета, то для тока, наводимого на электрод, получим:

$$i = qE_v v. \quad (49.7b)$$

Это и есть теорема Рамо — Шокли. Применив ее к точечному заряду  $q$ , движущемуся вдоль поля в плоском диоде со скоростью  $v$ , получим:

$$E_v = (E)_{U_2=1} = \frac{1}{d}; \quad i = \frac{q}{d} v,$$

т. е. опять формулу (49.6).

Из сказанного выше о механизме наведения тока очевидно, что попадание электронов на электрод совсем не обязательно для того, чтобы во внешней цепи существовал ток. Например, электроны, приближающиеся к сетке при  $U_c < 0$ , будут наводить в сеточном

проводе ток совершенно так же, как если бы они попадали на сетку, но, конечно, при вычислении тока сетки необходимо принять во внимание и ток, наводимый электронами, удаляющимися от сетки к аноду.

Рассмотрим форму импульса тока, наводимого отдельным электроном в плоском диоде. Электрон движется с ускорением  $a = \eta E = \eta U_a/d$ . Значит скорость  $v = at = \eta \frac{U_a}{d} t$  и время пролета  $\tau_{к.а} = \sqrt{\frac{2d}{a}} = d \sqrt{\frac{2}{\eta} U_a}$ . Импульс имеет треугольную форму (рис. 422, а).

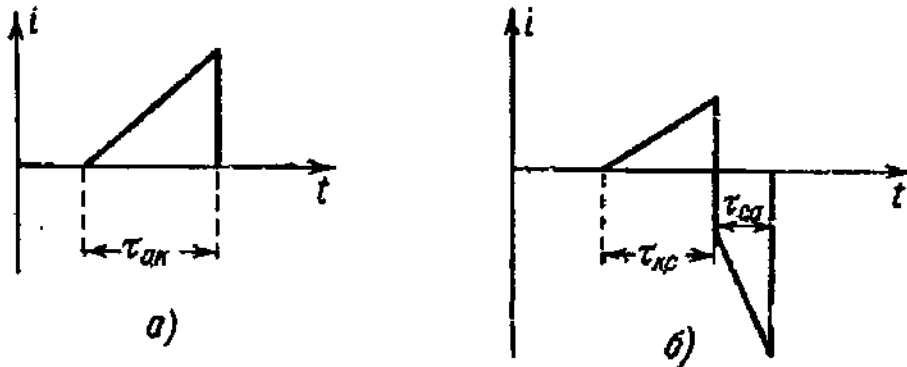


Рис. 422. Импульсы тока, наводимые при пробеге электрона.

а — в диоде; б — в цепи сетки триода.

Количество электричества, прошедшее через внешнюю цепь, равно

$$q = \int_0^{\tau} -\frac{e}{d} v dt = -\frac{e}{d} \frac{\tau U_a}{d} \int_0^{\tau} t dt = -e. \quad (49.8)$$

Наведенный во внешней цепи заряд, таким образом, равен заряду электрона. Этим результатом мы уже пользовались в теории дробового эффекта (§ 46). Электроны, приближающиеся к сетке и удаляющиеся от нее, наводят в сеточной цепи токи противоположных направлений, и форма импульса от отдельного электрона имеет вид рис. 422, б. Пусть эмиссия из катода диода идет непрерывно и пространство между электродами заполнено пространственным зарядом. Выделим из него слой толщины  $dx$  с зарядом  $dq = -\rho Q dx$ . Слой наводит во внешней цепи ток

$$di = \frac{v}{d} dq = -\rho Q \frac{v}{d} dx = \frac{Q}{d} j_e dx = \frac{i_e}{d} dx, \quad (49.9)$$

где  $i_e = j_e Q = -\rho v Q$  — сила конвекционного электронного тока. Чтобы найти наведенный ток, интегрируем (49.9) по  $x$  от 0 до  $d$ :

$$i = \frac{1}{d} \int_0^d i_e dx. \quad (49.10)$$

Если  $U_a = \text{const}$  и электронный ток стационарный, то ток смещения через промежуток равен нулю и  $i_e = \text{const}$ . Тогда наведенный ток

$$i = i_e,$$

как мы всегда и принимали для стационарных режимов ламп. Но при переменных напряжениях на электродах  $i_e$  будет зависеть от  $x$  и наведенный ток надо вычислять по формуле (49.10).

**4. Прохождение тока высокой частоты через диод.** Инерция электронов, с которой можно совершенно не считаться при постоянных и медленно меняющихся напряжениях, оказывает глубокое влияние на режим диода, если период колебаний делается порядка времени пролета электронов. Для качественного исследования этой задачи предположим, что осциллограмма напряжения имеет прямоугольную форму (рис. 423, б).

На рис. 423, а изображены пространственно-временные диаграммы движения электронов для различных моментов вылета, построенные так, как это было описано выше (см., например, рис. 407). На основании этой диаграммы легко составить себе представление о форме осциллограммы тока (рис. 423, в). Ток устанавливается через время, равное времени пролета  $\tau_{к.а.}$ , после подачи плюса на анод и остается постоянным вплоть до момента коммутирования напряжения. Поле теперь тормозит электроны, и наведенный ток начинает убывать (формула (49.6)).

Появление возвращающихся электронов убыстряет процесс уменьшения тока, и наконец, через время  $\tau_{к.а.}/\sqrt{2}$  после коммутирования, когда до анода доходит последний электрон (жирная линия на рис. 423, а), в диоде остаются только возвращающиеся электроны и наведенный ток меняет знак. Ток прекращается, когда диод совершенно очищается от электронов и остается равным нулю до нового коммутирования напряжения в момент  $t_2$ .

Учитывая в соответствии с рис. 423, а относительное количество электронов, движущихся в обе стороны, можно построить осциллограмму тока, что и сделано на рис. 423, в. Из формы кривых тока

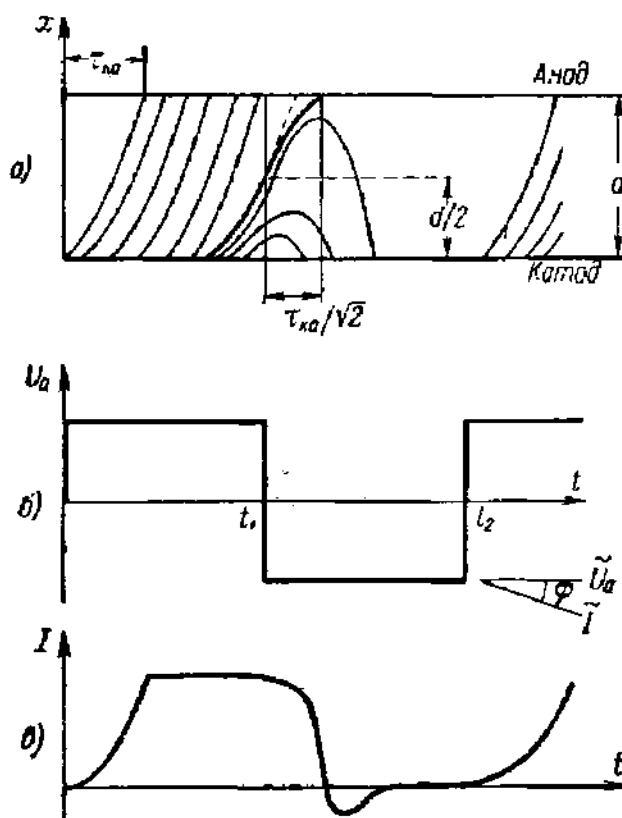


Рис. 423. а — Пространственно-временная диаграмма движения электронов в диоде; б — осциллограмма напряжения; в — осциллограмма тока.



и напряжения очевидно, что основная гармоника тока отстает от основной гармоники напряжения на угол  $\varphi$ , небольшой, если  $T \gg \tau_{к.а}$ . Это указывает на то, что импеданс диода имеет индуктивный характер. Эта индуктивность шунтирует «холодную емкость» диода. При уменьшении  $T/\tau_{к.а}$  угол  $\varphi$  будет возрастать и может даже стать больше  $90^\circ$ . Соответствующие построения сделаны на рис. 424 для двух значений  $T/\tau_{к.а}$ .

Отметим, что при высокой частоте, как это можно увидеть из рисунка, диод никогда не освобождается вполне от пространственного заряда и в нем могут одновременно находиться электроны,

движущиеся в противоположные стороны, что, конечно, нужно учитывать при подсчете тока. Такие же построения и подсчеты можно провести и для синусоидально меняющегося  $U_a$ , и результат будет качественно сходный. Ллевелин нашел, что для синусоидального напряжения и углов пролета

$$\theta = \omega \tau_{к.а} = \frac{2\pi}{T} \tau_{к.а}$$

лежащих между  $2\pi$  и  $3\pi$ ,  $4\pi$  и  $5\pi$  и т. д., сдвиг фаз  $\varphi$  между током

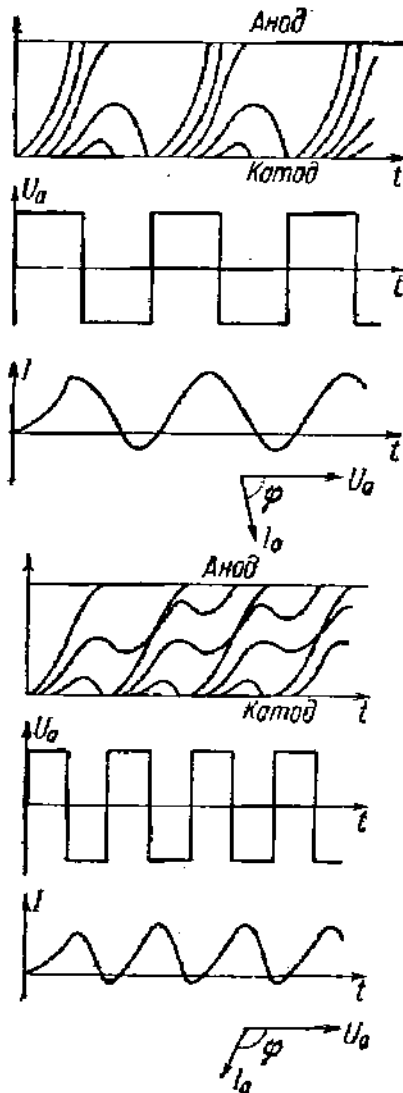


Рис. 424. Графики рис. 423, построенные для меньших значений  $T/\tau$ .

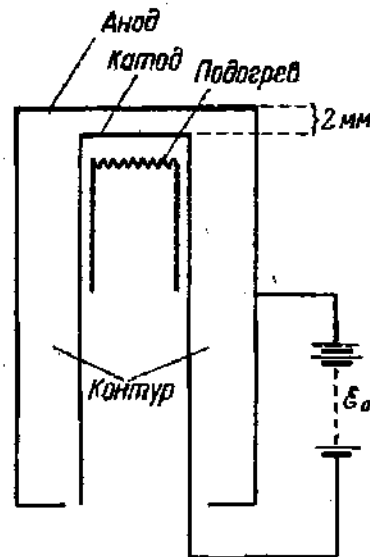


Рис. 425. Диод Ллевелина.

и напряжением больше  $90^\circ$  и активная составляющая импеданса диода делается отрицательной. Наибольшее значение отрицательного сопротивления получается, по Ллевелину, при  $\theta = \frac{5}{2} \pi$ , т. е. при  $\tau_{к.а} = \frac{5}{4} T$ .

Ллевелин воспользовался этим обстоятельством для построения диодного генератора СВЧ (рис. 425). Контуром генератора служил отрезок коаксиальной линии, внутренний проводник которой замыкался катодом, а внешний — анодом диода. Контур настраивается на частоту  $f = \frac{1}{T} \approx \frac{5}{4\tau_{к.а}}$ . Диод Ллевелина давал при  $\lambda = 10,6$  см мощность около 0,2 вт.

**5. Влияние инерции электронов на сеточную цепь.** Рассмотрим явления в цепи сетки триода или экранированной лампы при условии, что напряжение сетки, оставаясь все время отрицательным, периодически скачком изменяется, отпирая и запирая лампу (рис. 426).

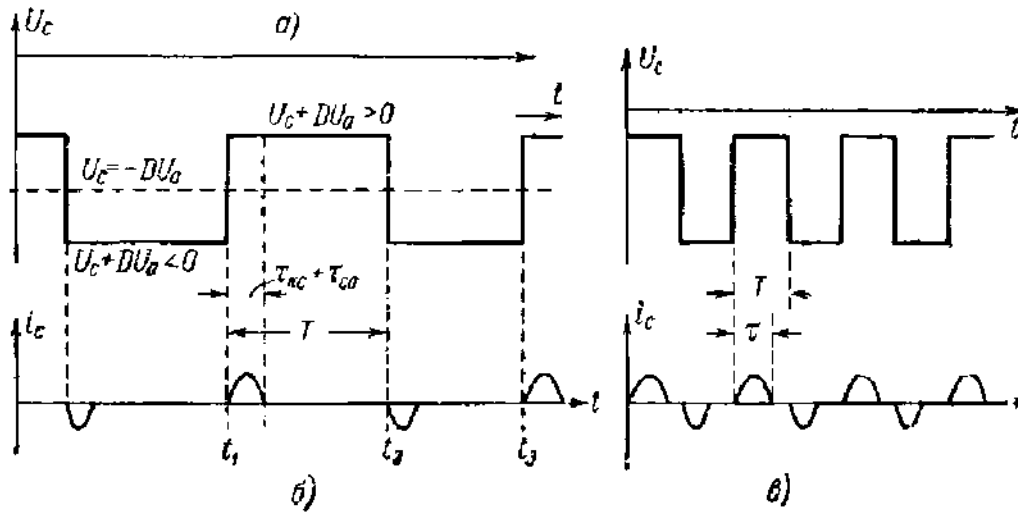


Рис. 426.

После отпираания (момент  $t_1$ ) в течение времени  $\tau_{к.с}$  в лампе налицо только приближающиеся к сетке в возрастающем числе электроны и наведенный ток растет. Затем появляются электроны, миновавшие сетку, и ток начинает падать, и еще через  $\tau_{с.а}$  сек, когда поток электронов в лампе устанавливается, ток сетки делается равным нулю, так как на сетке электроны не оседают. При запираании лампы импульс тока, как это легко увидеть, будет иметь обратное направление. Его форма будет несколько иной, но для нас это не имеет значения.

Импульсы тока в цепи сетки не имеют большого значения, если  $T \gg \tau = \tau_{к.с} + \tau_{с.а}$ , но если  $T$  приближается к  $\tau$ , то с током сетки приходится считаться (рис. 426, б). Чтобы найти ток сетки, нужно (для экранированных ламп), очевидно, воспользоваться формулой

$$i_c = i_{к.с1} - i_{с1с2}, \quad (49.11)$$

где  $i_{к.с1}$  и  $i_{с1с2}$  следует вычислять по формуле (49.10), так как оба они зависят от  $x$ . Таков же будет порядок вычислений и для синусоидально меняющегося напряжения на сетке. Эти вычисления очень громоздки, и мы ограничимся некоторыми качественными

соображениями, которые приведут, однако, к приближенно правильным выводам.

Рассмотрим сначала лампу с экранирующей сеткой и предположим что управляющая сетка пропускает за период только один электрон, выходящий из катода в тот момент, когда сетка имеет наивысший потенциал. Электрон наведет импульс тока, расположенный относительно осциллограммы напряжения так, как это показано на рис. 427 (ср. с рис. 422).

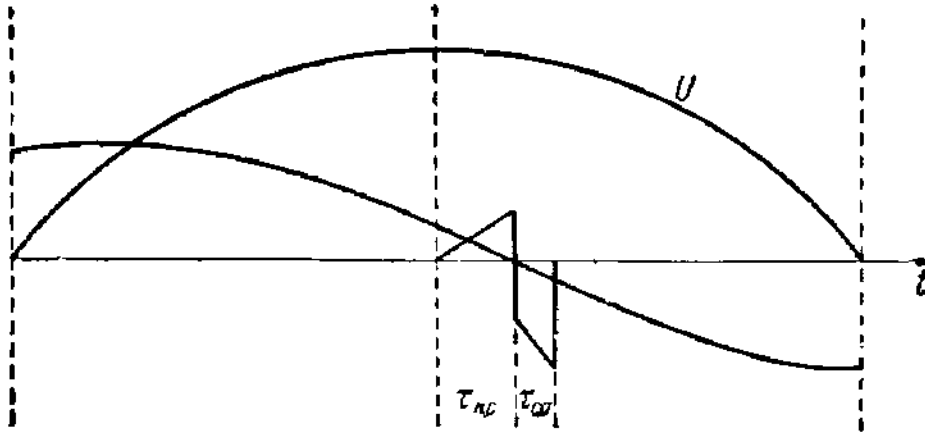


Рис. 427.

Очевидно, что основная гармоника тока сетки будет проходить через нуль примерно тогда, когда импульс меняет знак, и она, следовательно, будет опережать напряжение на сетке по фазе на угол  $(\pi/2 + \varphi)$ , где  $\varphi \approx \omega\tau_{к.с1}$ . Но и в реальном случае непрерывной эмиссии электронов катодом основная компонента тока сетки будет иметь такой же в общем вид, так как в момент, когда сетка имеет наивысший потенциал, катод эмиттирует наибольшее количество электронов, а импульс сеточного тока складывается из импульсов, наводимых отдельными электронами.

Изменение числа электронов под действием переменного напряжения (сверх того числа, которое эмиттируется под действием постоянных напряжений на электродах) пропорционально  $S_k U_{c1}$ , где  $S_k$  — крутизна полного тока. Заметим, наконец, что при увеличении частоты  $f = 1/T$ , а также при увеличении времени пролета  $\tau_{к.с1}$  (а  $\tau_{к.с2} \approx \tau_{к.с1}$ , так как  $\tau_{с1с2} \ll \tau_{к.с1}$ ) длительность импульсов приближается к периоду колебаний  $T$ , а значит, как следует из гармонического анализа, растет основная гармоника тока  $i_{c1}$ . Учитывая сказанное выше и считая, что амплитуды переменных составляющих малы, можно написать:

$$i_{c1} = k_1 S_k U_{c1} f \tau_{к.с1} \quad (49,12)$$

откуда проводимость цепи управляющей сетки (входная) равна

$$Y_{вх} = \frac{i_{c1}}{U_{c1}} = k_1 S_k f \tau_{к.с1} \quad (49.13)$$

где  $k_1$  — постоянный коэффициент. Для триодов в (49.12) вместо  $\tau_{к.с1}$  должно стоять  $\tau_{к.с}$ . Входная проводимость, вследствие того что сдвиг фаз между  $i_{c1}$  и  $U_{c1}$  больше чем  $\pi/2$ , имеет активную составляющую, которая для нас наиболее интересна. Активная составляющая будет

$$Y_{вх.акт} = \frac{1}{R_{вх}'} = Y_{вх} \sin \varphi \approx Y_{вх} \varphi.$$

Принимая во внимание, что  $\varphi \approx \omega \tau_{к.с1} = k_2 f \tau_{к.с1}$  и обозначая  $k_1 k_2$  через  $k$ , получим приближенную, но довольно близкую к точной формулу

$$\frac{1}{R_{вх}'} = k S_k f^2 \tau_{к.с1}^2 \quad (49.14)$$

Учитывая, кроме инерции электронов, также влияние индуктивности  $L_k$ , для входной проводимости в схеме общего катода получим:

$$Y_{вх} = \frac{1}{R_{вх}} = \frac{1}{R_{вх}'} + \frac{1}{R_{вх}''} = f^2 [4\pi^2 C_{к.с1} L_k S_k + k S_k \tau_{к.с1}^2]. \quad (49.15a)$$

Формулу (49.15a) можно представить в виде

$$\frac{1}{Y_{вх}} = R_{вх} = a \lambda^2, \quad (49.15b)$$

где  $a$  — коэффициент, постоянный для каждой лампы. По экспериментальным данным [Л.5.1, гл. 12; Л.5.3, т. II, гл. 14], для обычного усилительного пентода 6Ж7  $a = 0,18 \text{ ком/м}^2$ , а для пентода 6Ж1Ж типа желудь  $a = 2,2 \text{ ком/м}^2$  и его входное сопротивление на той же частоте более чем в 10 раз превышает сопротивление пентода 6Ж7. Эти цифры типичны для ламп длинноволнового диапазона и специальных СВЧ ламп типов, изображенных на рис. 416.

Чем больше активная входная проводимость тем, очевидно, больше потери в цепи сетки. Значит, при повышении частоты, если даже отбросить влияние  $L_k$ , которое практически преодолено в современных лампах, из-за воздействия инерции электронов потери в цепи сетки быстро увеличиваются и лампа теряет свое основное достоинство: способность управлять анодным током с ничтожными потерями в цепи сетки. Это невыгодно как для усилителей, так и для генераторов. Энергия, израсходованная в цепи сетки вследствие инерции электронов, в отличие от потерь в проводах, не выделяется в самой сеточной цепи. Она переходит к электронам в лампе и, в конечном счете, выделяется на аноде, который в режиме СВЧ колебаний получает несколько больше энергии, чем на низких частотах.

Уменьшение входного сопротивления — не единственное, хотя и наиболее важное проявление инерции электронов. При временах пролета, соизмеримых с периодом колебаний, анодный ток отстает по фазе от напряжения на сетке и, значит, в генераторе с обратной связью он уже не будет находиться в противофазе с анодным напряжением, как это требуется для получения высокого КПД. В генераторах с этим неблагоприятным явлением можно бороться путем соответствующего устройства обратной связи, а в усилителях оно не имеет значения.

**6. Частотный предел генератора.** При изучении СВЧ генераторов, вообще говоря, нельзя пренебрегать влиянием переменных напряжений на время пролета электронов, так как во всяком, технически пригодном генераторе они не малы по сравнению с постоянным напряжением. Но вблизи порога генерации амплитуды переменных напряжений малы и при подсчете времен пролета их можно не учитывать. Это соображение было положено в основу экспериментального определения отношения  $T/\tau$ , при котором генератор перестает работать.

Найдем время пролета в плоском триоде, считая, что сеточное напряжение мало и сетка густая, т. е.

$$U_c \ll \frac{U_a}{\mu}; \quad \frac{1}{\mu} = D \ll 1; \quad U_d = \frac{U_c + \frac{U_a}{\mu}}{1 + \frac{1}{\mu} \left(1 + \frac{d_{c.a}}{d_{k.c.}}\right)} \approx \frac{U_a}{\mu}.$$

Принимая во внимание в промежутке катод — сетка пространственный заряд, по формуле (39.33) получим:

$$\tau_{k.c.} = \frac{3d_{k.c.}}{\sqrt{2\eta \frac{U_a}{\mu}}} \approx \frac{3\sqrt{\mu} d_{k.c.}}{6 \cdot 10^7 \sqrt{U_a}} \text{ [сек]}. \quad (49.16)$$

В промежутке сетка — анод пространственный заряд учитывать не нужно. Обозначая скорости в плоскости сетки и на аноде через  $v_c$  и  $v_a$ , можно написать:

$$\tau_{c.a.} = \frac{d_{c.a.}}{v_{cp}} = \frac{2d_{c.a.}}{v_c + v_a} \approx \frac{2d_{c.a.} \sqrt{\mu}}{6 \cdot 10^7 \sqrt{U_a} (1 + \sqrt{\mu})} \text{ [сек]}. \quad (49.17)$$

Полное время пролета равно

$$\tau = \tau_{k.c.} + \tau_{c.a.} \approx \frac{1}{6 \cdot 10^7} \sqrt{\frac{\mu}{U_a}} \left( 3d_{k.c.} + \frac{2d_{c.a.}}{1 + \sqrt{\mu}} \right) \text{ [сек]}. \quad (49.18)$$

Была построена серия триодов, сконструированных так, что действие инерции электронов становилось заметным при более низких частотах, чем действие индуктивности  $L_k$  (короткие вводы, большие  $d_{k.c.}$  и  $d_{c.a.}$ , низкие напряжения), и для них был определен эксперимен-

тально порог генерации  $T_{\min} = 1/f_{\max}$ . Опыт показал, что с хорошей точностью

$$\frac{T_{\min}}{\tau} = 2$$

и, значит, генератор перестает работать при угле пролета  $\theta_{\max} \approx \approx 180^\circ = \pi$ . Эти опыты были проделаны с лампами старых конструкций. Опыт показывает, что генераторы на современных плоскоэлектродных лампах могут работать при углах пролета, несколько больших (порядка  $\frac{3}{2}\pi$ ).

**7. Замечания о схеме с общей сеткой.** Анализ схемы с общей сеткой показывает, что в диапазоне не очень высоких частот она уступает схеме с общим катодом, так как управление анодным током для нее всегда связано с затратой энергии. Преимущества схемы с общей сеткой, проявляющиеся при переходе в СВЧ, следующие:

а) Инерция электронов, в отличие от схемы с общим катодом, увеличивает, а не уменьшает входное сопротивление. Поэтому усилитель по схеме с общей сеткой, с успехом работающий на не очень высоких частотах, будет работать и на СВЧ, если только не появятся какие-либо другие, не связанные с инерцией препятствия (потери в контурах, чрезмерное увеличение мощности, рассеиваемой на электродах). На практике оказывается, что эти причины после перехода к волнам короче 10 см резко ухудшают работу лампы.

б) Схему с общей сеткой можно удобно и естественно применять в генераторах с отрезками коаксиальных линий (рис. 419). Это обстоятельство уже было отмечено.

в) Схема с общей сеткой труднее самовозбуждается на связи через лампу. Это выгодно для усилителей, но не вносит никаких осложнений и в работу генераторов, так как обратную связь всегда можно установить помимо лампы.

Эти преимущества обеспечили широкое применение усилителям и генераторам, работающим по схеме с общей сеткой.

**8. Работа СВЧ ламп при больших амплитудах.** В генераторе, находящемся в нормальном рабочем режиме, или в мощном усилителе на электродах существуют СВЧ напряжения большой амплитуды. В этих условиях движение электронов в лампах сильно усложняется: отдельные электронные слои могут догонять и перегонять друг друга, часть электронов возвращается к катоду, другая часть из одного периода переходит в другой и т. п. Теоретические расчеты делаются очень сложными и приходится обращаться к графоаналитическим исследованиям отдельных конкретных примеров. Некоторые результаты таких исследований изложены ниже.

Наиболее важной целью изучения движения электронов является исследование образования импульса анодного тока, за счет которого в генераторе поддерживаются колебания. В образовании этого импульса участвуют далеко не все электроны, вышедшие из катода

Теоретический расчет показывает, что только те электроны, которые вылетают из катода в начале положительного полупериода (в пределах от  $\omega t = 0$  до  $\omega t \approx 30^\circ$ ), участвуют в анодном импульсе. Они пролетают через промежуток сетка — анод в тормозящем ВЧ поле и отдают свою энергию контуру, совершая полезную работу. Электроны, эмиттированные в остальную часть положительного полупериода напряжения сетки  $U_c$ , почти все возвращаются в течение отрицательного полупериода  $U_c$  на катод и бомбардируют его поверхность. Небольшая их часть может к началу следующего периода оставаться в междуэлектродном пространстве. Оба эти явления нежелательны: бомбардировка катода подвергает его опасности перегрева, а электроны, перешедшие в следующий период, поглощают энергию ВЧ поля. Отсюда следует, что необходимо обеспечить как можно большую эмиссию в начале положительного периода — своего рода «всплеск» эмиссионного тока.

Для этого практически достаточно иметь мощный катод. В промежутке сетка — анод ток, вообще говоря, складывается из конвекционного электронного тока и тока смещения, сумма которых, по закону полного тока, постоянна в любом сечении лампы. Как только в начале положительного полупериода  $U_c$  на поверхности катода появится поле, он начнет эмиттировать и ток смещения у катода сменяется конвекционным током.

Если катод имеет неограниченную эмиссионную способность, то эмиссия будет продолжаться, пока поле на катоде не обратится в нуль. Значит, если катод мощный, то он выбросит уже в начале периода много электронов и тем самым обеспечит необходимый «всплеск» эмиссионного тока. Поэтому генераторные лампы СВЧ должны иметь мощный и стойкий по отношению к перекалам катод. Анодный импульс должен быть по возможности резким. Между тем электроны, пройдя мимо сетки триода, попадают в тормозящее, несколько меняющееся в течение пролета электронов поле. Это вызывает размывание анодного импульса.

Если лампа — тетрод, то электроны, пройдя управляющую сетку, сильно ускоряются экранирующей сеткой и проходят свой путь до анода быстрее. В итоге анодный импульс размывается меньше и условия генерирования улучшаются. Кроме того, в тетрадах легче устранять нежелательные связи между контурами. В технике СВЧ поэтому распространены тетродные генераторы, которые могут отдавать огромные мощности (до 60 кВт при  $\lambda = 60$  см в непрерывном режиме).

Как уже отмечалось, в триоде, работающем в диапазоне СВЧ, нужно, чтобы углы пролета  $\theta_{к.с}$  и  $\theta_{с.а}$  не были велики. Так как

$$\theta = \omega \tau = 2\pi f \tau$$

и время пролета  $\tau \sim 1/\sqrt{U}$ , то отсюда следует, что если при повышении частоты мы хотим сохранить небольшие углы пролета, то

нужно повышать постоянные напряжения и амплитуды переменных напряжений пропорционально квадрату частоты. Повышение амплитуды переменного напряжения на сетке увеличивает ток в контуре, частью которого является сама сетка, и увеличивает электронный ток на сетку. Это повышает мощность, рассеиваемую на аноде и сетке. Таким образом, перед конструктором СВЧ триода возникает трудная задача отвода от электродов выделяемого в них тепла. Она особенно трудна в отношении сетки, имеющей в СВЧ лампах очень тонкую структуру. Сведения о конструкции СВЧ ламп и обоих технических данных см. [Л.6.1; Л.6.3]. Нужно отметить, что из-за конструктивных трудностей до сих пор не удается использовать многосеточные лампы на частотах, больших 750—1000 мГц ( $\lambda = 40 - 30$  см).

## § 50. Клистроны

Как было отмечено в предыдущем параграфе, на протяжении многих лет инерция электронов рассматривалась как главное препятствие для работы ламп СВЧ. Такое положение вызвало, естественно, попытки найти метод управления электронами, в котором явления, связанные с временем пролета электронов, не только не оказывали бы вредного влияния, но, наоборот, служили бы задаче управления электронами. В этом направлении в разных странах, начиная с 1932 г., проводились исследования, которые к 1939 г. привели к разработке клистронов — ламп, действие которых основано на принципе модуляции электронов по скорости.

**1. Модуляция по скорости и группировка электронов.** Воспользуемся при анализе процесса модуляции по скорости рис. 428, изображающим разрез двухконтурного клистрона, описание деталей конструкции которого будет дано немного ниже.

Электроны, выходящие из пушки под напряжением  $U_0$ , попадают в узкий зазор между двумя сетками  $C_1$  и  $C_2$ , где существует синусоидальное высокочастотное напряжение, поданное с помощью коаксиального ввода 4. Пройдя зазор, электроны вступают в пространство

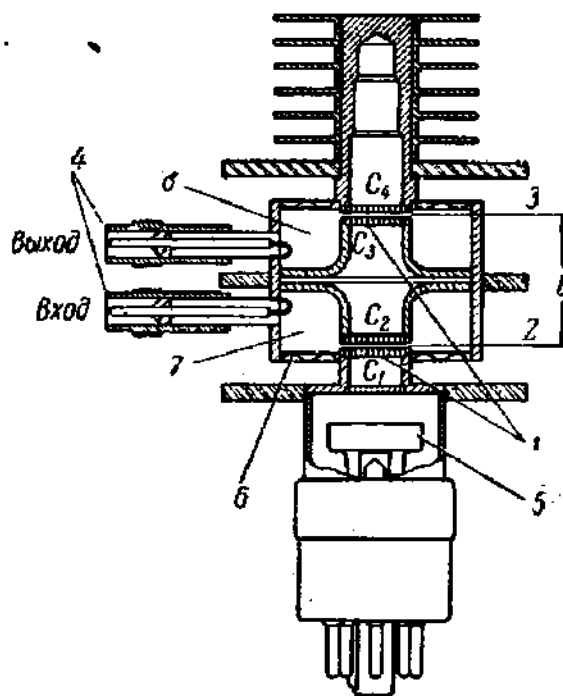


Рис. 428. Двухконтурный клистрон.

1 — сетки резонаторов; 2, 3 — зазоры между сетками резонаторов; 4 — коаксиальные входы; 5 — электронная пушка; 6 — гибкая диафрагма; 7 — полость I резонатора; 8 — полость II резонатора.



дрейфа  $C_2C_3$ , имеющее потенциал  $U_0$ . Пусть зазор настолько узок, что время пролета электронов через него много меньше периода колебаний. Тогда можно говорить о моменте прохождения электронов между сетками. В этот момент ВЧ напряжение между сетками равно  $U_m \sin \omega t$  и электроны выходят из зазора со скоростью

$$v = \sqrt{2\eta(U_0 + U_m \sin \omega t)}, \quad (50.1)$$

если пренебрегать скоростью вылета электронов из катода.  $U_m \sin \omega t$  называется модулирующим напряжением. Обозначая  $\sqrt{2\eta U_0}$  через  $v_0$  и считая  $U_m \ll U_0$ , из (50.1) получим:

$$v = v_0 \sqrt{1 + \frac{U_m}{U_0} \sin \omega t} \approx v_0 \left(1 + \frac{U_m}{2U_0} \sin \omega t\right). \quad (50.2)$$

Формула (50.2) показывает, что поток электронов, имевший при выходе из пушки везде однородную плотность и состоявший из электронов одинаковой скорости, после прохождения через зазор состоит из электронов со скоростями  $v_0 + \Delta v$ , где  $\Delta v = v_0 \frac{U_m}{2U_0} \sin \omega t$ , хотя остается сначала однородным по плотности. Такой поток электронов называется модулированным по скорости. Проследим изменения, происходящие с течением времени в модулированном по скорости потоке. Формула (50.2) показывает, что в течение одного полупериода электроны будут выходить из зазора с увеличенными скоростями, а в течение другого — с уменьшенными. Найдем, как будет изменяться положение электронов, прошедших в разные моменты времени через зазор по отношению к электрону, прошедшему через зазор в момент перехода напряжения от ускоряющего к замедляющему полупериоду. Ранее прошедшие электроны имеют меньшую скорость, и прошедшие позже электроны их догоняют. На некотором расстоянии от зазора плотность электронов в пучке делается резко неоднородной, в нем образуются сгустки и разрежения.

Явления образования сгустков можно проследить на пространственно-временной диаграмме (рис. 429), по вертикальной оси которой отложено расстояние от зазора и по горизонтальной оси — время. Электроны, пройдя зазор, движутся равномерно в пространстве с постоянным потенциалом. Значит, график движения каждого электрона — прямая, тангенс угла наклона которой равен его скорости. В зазор электроны входят равномерным потоком, поэтому на графике прямые начинаются из равноотстоящих точек на оси абсцисс и между двумя последовательными линиями диаграмм следует подразумевать одинаковое число электронов. Соответственно знаку синуса прирост скорости  $\Delta v$  может быть больше или меньше нуля.

На рис. 429 принято, что положительному полупериоду на осциллограмме напряжения соответствует положительное  $\Delta v$ . Диаграмма отчетливо показывает, что в пучке электронов образуются сгустки и разрежения, причем на каждый период колебаний приходится один

сгусток, центром которого служат электроны, прошедшие через зазор без изменения скорости в момент перехода модулирующего поля от торможения к ускорению.

Из диаграммы нетрудно понять, что расстояние, на котором сгусток достигает максимальной плотности, зависит от отношения  $U_m/U_0$

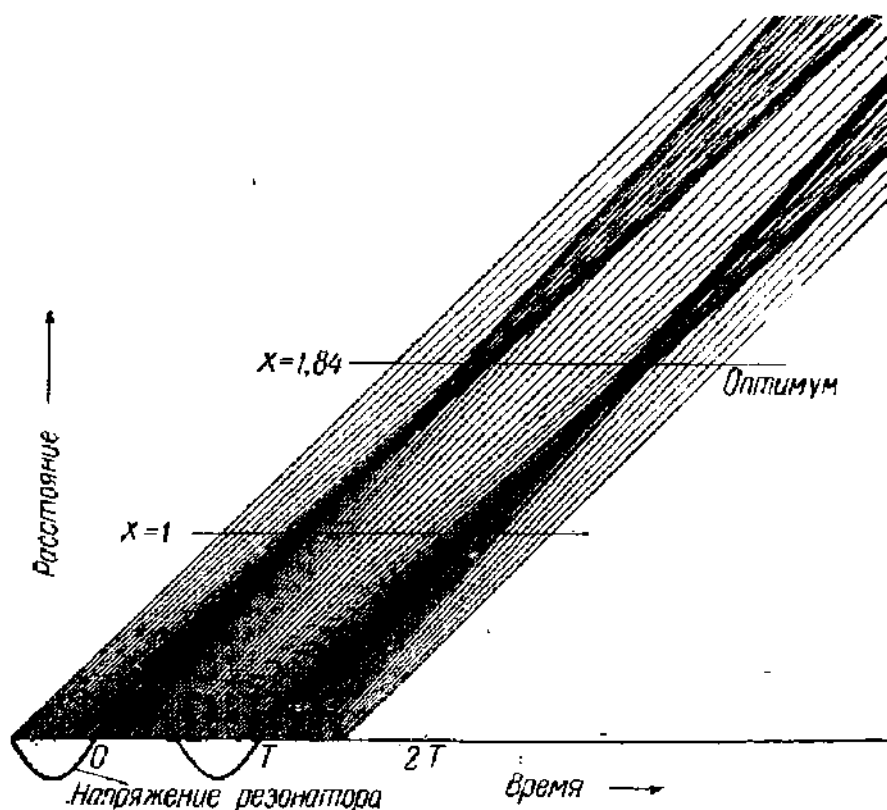


Рис. 429. Пространственно-временная диаграмма движения электронов в пространстве дрейфа.

(глубины модуляции), но существенно, что даже при  $U_m \ll U_0$ , т. е. при слабой модуляции, будет достигнута такая же степень неоднородности пучка, как и при сильной модуляции, но только на большем расстоянии от зазора. Наконец, на рис. 429 видно, что на больших расстояниях сгусток делается двойным (с двумя максимумами плотности). Описанный процесс носит название группировки электронов.

Очевидно, что сила тока в пучке, ставшем неоднородным по плотности, уже не является постоянной. За один период колебаний модулирующего напряжения образуется один сгусток и, следовательно, ток группированного пучка будет иметь составляющую частоты, равной частоте модулирующего сигнала.

В реальных клистронах угол пролета в зазоре между сетками может быть не очень малым, и тогда в формулу (50.2) нужно внести соответствующую поправку. Для этого нужно усреднить ВЧ напряжение  $U_m \sin \omega t$  за все время пролета электрона. Время пролета всех

электронов через зазор можно считать одинаковым, так как  $U_m \ll U_0$ . Это время равно

$$\tau = \frac{d}{v_0},$$

где  $d$  — расстояние между сетками. Для электрона, находящегося в момент  $t$  посередине зазора, среднее напряжение равно

$$\begin{aligned} \{U_m \sin \omega t\}_{\text{cp}} &= \frac{1}{\tau} \int_{t-\frac{\tau}{2}}^{t+\frac{\tau}{2}} U_m \sin \omega t dt = \frac{U_m}{\frac{d}{v_0} \omega} \left\{ \cos \left[ \omega \left( t - \frac{d}{2v_0} \right) \right] - \right. \\ &\left. - \cos \left[ \omega \left( t + \frac{d}{2v_0} \right) \right] \right\} = \frac{2U_m}{\omega \frac{d}{v_0}} \sin \omega t \sin \frac{\omega d}{2v_0} = \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\frac{\theta}{2}} U_m \sin \omega t = \\ &= \xi U_m \sin (\omega t), \end{aligned} \quad (50.3)$$

где  $\theta = \omega \frac{d}{v_0} = \omega \tau$  — угол пролета электрона в зазоре;  $\xi = \frac{\sin (\theta/2)}{\theta/2}$  — коэффициент взаимодействия зазора. Таким образом, при учете времени пролета в зазоре нужно в формуле (50.2) вместо  $U_m$  написать  $\xi U_m$  и она примет вид

$$v = v_0 \left[ 1 + \xi \frac{U_m}{2U_0} \sin \omega t \right]. \quad (50.4)$$

Величина  $\xi = \frac{\sin (\theta/2)}{\theta/2}$  уже встречалась в теории ВЧ осциллографа (§ 36). Ее график был представлен на рис. 301. При уменьшении ширины зазора  $\theta \rightarrow 0$  и  $\xi \rightarrow 1$ , так что формула (50.4) переходит в формулу (50.2). Но вообще при  $\theta \neq 0$  всегда  $\xi < 1$  и при  $\theta = \pi, 2\pi, 3\pi, \dots$   $\xi = 0$ . Это понятно, так как при  $\theta = 2\pi, 4\pi, \dots$  время пролета в зазоре составляет  $T, 2T, \dots$ , и ускорение, испытанное электроном, в точности компенсируется торможением. Очевидно, что модуляция по скорости тем сильнее, чем меньше  $\theta$ , т. е. чем уже зазор. Рассмотрим электрон, находящийся посередине зазора в момент  $t_0$  (время «отбытия»). Этот электрон будет на расстоянии  $z$  от места отбытия через время

$$\tau_z = \frac{z}{v} = \frac{z}{v_0 \left( 1 + \xi \frac{U_m}{2U_0} \sin \omega t_0 \right)} \approx \frac{z}{v_0} \left( 1 - \xi \frac{U_m}{2U_0} \sin \omega t_0 \right). \quad (50.5)$$

Время «прибытия» в точку  $z$  равно

$$t_z = t_0 + \frac{z}{v_0} \left( 1 - \xi \frac{U_m}{2U_0} \sin \omega t_0 \right) = t_0 + \tau_{z0} - \tau_{z0} \xi \frac{U_m}{2U_0} \sin (\omega t_0), \quad (50.6a)$$

где через  $\tau_{z0} = z/v_0$  обозначенное время, в течение которого электрон, не изменивший скорости, доходит до точки  $z$ . Умножая обе

части этого равенства на  $\omega$  и полагая  $\frac{z/v_0}{T} = \frac{\tau}{T} = N$ , получим, что коэффициент при  $\sin \omega t_0$  будет равен

$$\frac{U_m}{2U_0} \frac{z}{v_0} \xi \omega = TN \xi \omega \frac{U_m}{2U_0} = \pi N \xi \frac{U_m}{U_0} = X. \quad (50.7)$$

Здесь  $N$  — число периодов, в течение которых электрон, движущийся с неизменной скоростью  $v_0$ , достигает точки  $z$ , а  $T = \frac{2\pi}{\omega}$ . Величина  $X$ , часто встречающаяся в теории клистрона, носит название параметра группировки. Смысл этого названия будет выяснен ниже. Теперь формула (50.6a) примет вид

$$\omega t_z = \omega t_0 + \theta_{z0} - X \sin \omega t_0, \quad (50.66)$$

где  $\theta_{z0} = \omega \tau_{z0} = 2\pi N$  — пролетный угол электронов, не изменивших скорости между зазором и точкой  $z$ .

Выделим группу электронов с суммарным зарядом  $dq$ , проходящую через зазор в течение небольшого промежутка времени  $dt_0$ . Эта группа через сечение  $z$  пучка пройдет в течение промежутка  $dt_z$ . Очевидно, что

$$i_0 dt_0 = i_z dt_z, \quad (50.8a)$$

где  $i_0$  — ток в зазоре, т. е. постоянный ток пучка электронов, а  $i_z$  — ток в сечении  $z$ .

Формула (50.8a) остается справедливой и в том случае, когда во время пути одни электроны будут обгонять другие и к сечению придут в измененном порядке. Это значит, что  $dt_0$  и  $dt_z$  могут иметь разные знаки. Зависимость «угла времени прибытия»  $\omega t_z$  от «угла времени отбытия»  $\omega t_0$  для четырех значений параметра группировки  $X = 0; 0,5; 1; 1,5$  представлена на рис. 430, причем по оси абсцисс отложено  $\omega t_z$ . Эти кривые можно использовать для построения зависимости  $i_z$  от  $t_z$ , исходя из соотношения

$$i_z = i_0 \left| \frac{dt_0}{dt_z} \right|, \quad (50.86)$$

где справа стоит абсолютная величина наклона кривой  $t_0 = f(t_z)$  там, где  $t_0$  — однозначная функция  $t_z$ , и сумма абсолютных величин наклонов там, где эта функция неоднозначна (участки кривых при  $X > 1$ ). Знак  $dt_z$  не нужно принимать во внимание, так как отрицательная величина  $dt_0/dt_z$

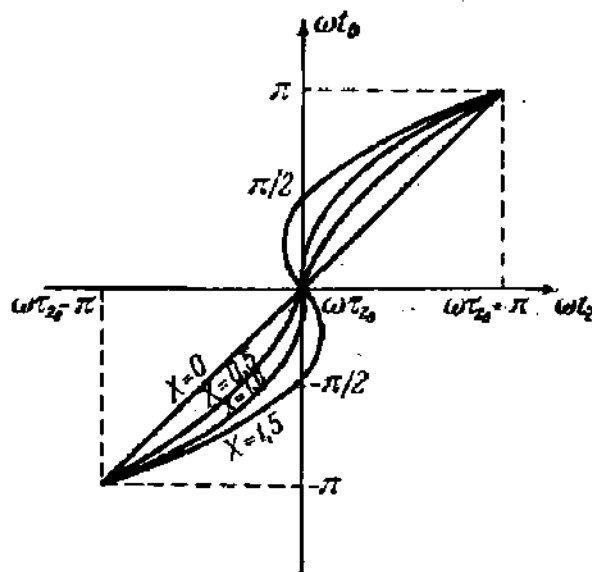


Рис. 430.

означает, что электроны приходят к сечению  $z$  в измененном порядке, но все они проходят через  $z$  в одном и том же направлении и, следовательно при вычислении тока заряды их складываются. Зависимость

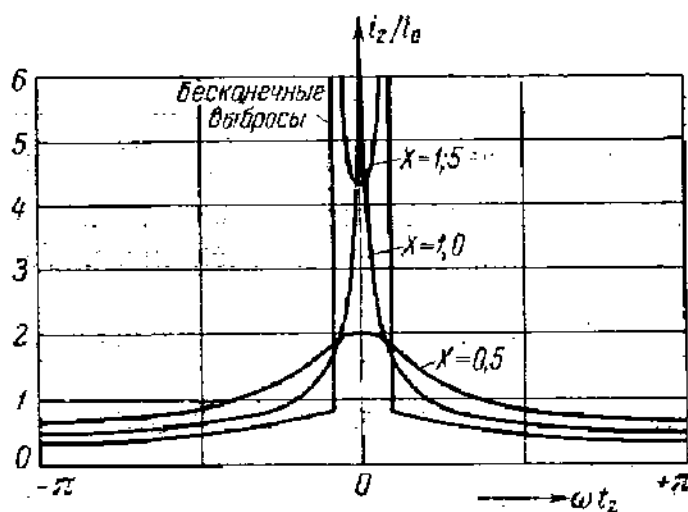


Рис. 431.

$i_z/i_0$  от  $\omega t_z$  показана на рис. 431, но, прежде чем делать выводы из этого рисунка, рассмотрим аналитическое решение задачи.

Из формулы (50.66) следует:

$$dt_z = dt_0 - X \cos(\omega t_0) dt_0$$

$$\frac{dt_0}{dt_z} = \frac{1}{1 - X \cos(\omega t_0)}$$

$$i_z = \frac{i_0}{1 - X \cos(\omega t_0)}$$

(50.9)

Формулу (50.66) можно представить в виде

$$\omega t_z - \omega t_{z0} = \omega t_z - \theta_{z0} = \omega t_0 - X \sin \omega t_0 \quad (50.6v)$$

Из формул (50.9) и (50.6v) следует, что  $i_z$  — периодическая и притом четная функция  $t_z$ . Следовательно, ее можно представить в виде ряда Фурье

$$\frac{i_z}{i_0} = a_0 + a_1 \cos(\omega t_z - \theta_{z0}) + a_2 \cos[2(\omega t_z - \theta_{z0})] + \dots \quad (50.10)$$

Коэффициент  $a_n$  ряда имеет вид

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{i_z}{i_0} \cos[n(\omega t_z - \theta_{z0})] d(\omega t_z)$$

Заменяя  $d(\omega t_z)$  согласно (50.8) через  $d(\omega t_0) \frac{i_0}{i_z}$  и воспользовавшись формулой (50.66), получим:

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \cos[n(\omega t_0 - X \sin \omega t_0)] d(\omega t_0) \quad (50.11)$$

Отсюда следует, что  $a_0 = 1$ . Для  $n \neq 0$  интеграл (50.11) можно выразить через бesselовы функции первого рода различных порядков\*):

$$a_n = 2J_n(nX)$$

\* ) Соответствующие выражения см. Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Гостехиздат, 1948, стр. 219.

и следовательно,

$$i_z = i_0 [1 + 2J_1(X) \cos(\omega t_z - \theta_{z0}) + 2J_2(X) \cos[2(\omega t_z - \theta_{z0})] + \dots] \quad (50.12)$$

Существенно, что наибольшие значения функций Бесселя  $J_1(X)$ ,  $J_2(X)$ , ... — величины одного порядка\*). Сначала нас, однако, будет интересовать только первая гармоника тока основной частоты

$$i_{z1} = 2i_0 J_1(X) \cos(\omega t_z - \theta_{z0}) = 2i_0 J_1(X) \cos(\omega t_z - 2\pi N). \quad (50.13)$$

Как известно  $J_1(X)$ , а значит и амплитуда тока  $i_{z1}$ , достигает максимума при  $X = 1,84$ . Это оптимальное значение параметра группировки, если, как в усилителе и генераторе, желательно иметь наибольшее значение гармоники основной частоты.

Сгруппированный электронный поток достигает наибольшего уплотнения в плоскости, где  $X = 1$ , но в плоскости  $X = 1,84$  достигает наибольшей величины первая гармоника (частоты  $\omega$ ) электронного тока. Поэтому в этой плоскости должен находиться тот элемент конструкции лампы, через который возбуждается резонансный контур, настроенный на частоту  $\omega$ . Таким элементом конструкции на рис. 428 являются сетки  $C_3 - C_4$ .

Вследствие наличия высших гармоник, имеющих значительные амплитуды, полный ток резко несинусоидален. На рис. 431 показано, как изменяется  $i_z/i_0$  в течение одного периода для  $X = 0,5; 1,0; 1,5$ . При  $X = 1$  в момент максимума  $i_z/i_0$  делается бесконечно большим, как это видно из соотношения (50.9), а при  $X > 1$  кривая имеет два бесконечно больших максимума. Так как  $X$  пропорционально  $z$ , то при заданных  $U_m$ ,  $U_0$  и  $\xi$  картина, соответствующая разным  $t$ , будет получаться на разных расстояниях от зазора. На рис. 432 общая картина распределения плотности зарядов или, что то же самое, плотности тока в пространстве, где происходит группировка, представлена на «трехмерной диаграмме», где по двум направлениям по-прежнему отложены время и расстояние от зазора, а по вертикальной оси — плотность тока. На диаграмме наиболее острые «пики» тока получаются там, где самые быстрые электроны как раз догоняют самые медленные. Несколько дальше от модулирующих сеток пики раздваиваются, так как быстрые электроны обгоняют медленные и выходят вперед.

\* Величина максимумов для функций Бесселя первого рода различных порядков дается таблицей (с точностью до второй значащей цифры):

Порядок	1	2	3	5	10	20
Величина максимума	0,58	0,48	0,42	0,37	0,30	0,24

В развитой выше теории группировки не было принято во внимание электростатическое взаимодействие электронов, заставляющих сгустки «расплываться». Поэтому на рис. 431 и получились бесконечно большие пиковые значения плотности тока.

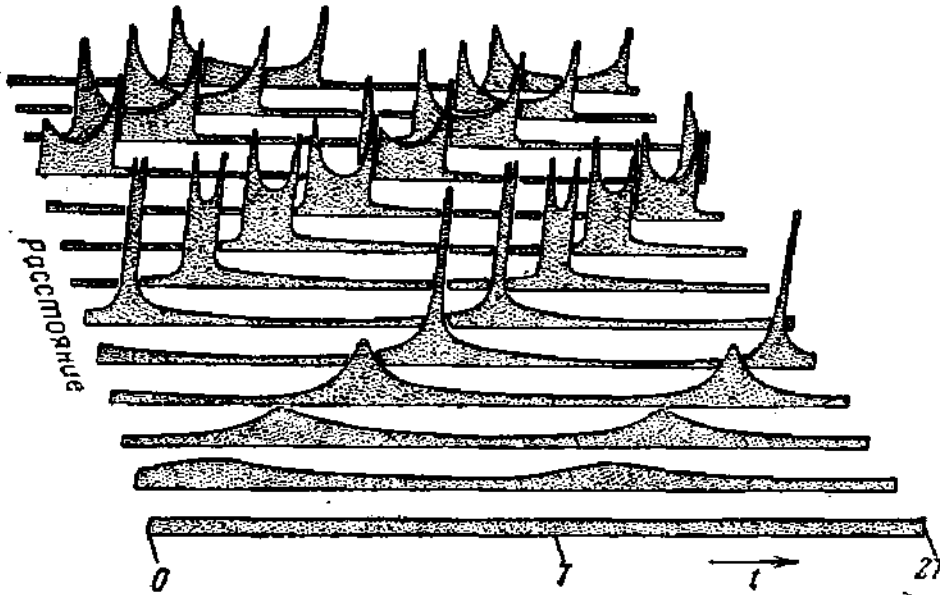


Рис. 432. Трехмерная диаграмма группировки электронов.

Очевидно, что в СВЧ триоде также имеет место скоростная модуляция, но вследствие малости углов пробега ее воздействие на распределение пространственного заряда невелико.

**2. Двухконтурный клистрон усилитель.** В клистронах всех типов в качестве колебательных контуров используются полые резонаторы, имеющие при высокой добротности небольшие размеры в диапазоне СВЧ. Для осуществления эффективного взаимодействия с электронным потоком резонатор должен иметь узкий зазор с сосредоточенным в нем электрическим ВЧ полем, способный пропускать электроны. Этим требованиям хорошо удовлетворяют тороидальные полые резонаторы типа резонаторов, изображенных на осевом разрезе двухконтурного клистрона (7 и 8 на рис. 428). Настройку резонаторов можно производить либо изменением расстояния между сетками, либо путем введения в полости резонаторов металлических плунжеров. На практике применяют оба способа. Напряжение сигнала подводится в усилительном клистроне к входному резонатору через коаксиальный ввод с петлей связи 4; такой же коаксиальный ввод с петлей связи служит для присоединения нагрузки к выходному резонатору.

Длина пространства дрейфа в клистроне фиксирована, но параметр группировки  $X$  можно изменять, меняя напряжение пучка  $U_0$  или амплитуду модулирующего напряжения  $U_m$  и таким путем получить в месте расположения сеток выходного резонатора достаточную степень группировки. Например, для типичного случая  $\xi \approx 1$ ,  $f = \omega/2\pi = 3 \cdot 10^9$  1/сек,  $l = 3$  см,  $U_0 = 900$  в,  $U_m/U_0 = 1/10$  пара-

метр группировки  $X_{z-l} = 1,56$ , т. е. он довольно близок к оптимальному значению  $X = 1,84$  [Л.5.2.].

Через зазор выходного резонатора поочередно проходят сгустки и разрежения электронного пучка и наводят в нем ток. Ток пучка, как было показано в п. 1, при достаточно хорошей группировке, резко несинусоидален. Однако если выходной резонатор настроен на частоту модулирующего напряжения  $\omega$ , то заметную мощность в выходном резонаторе будут иметь только колебания этой частоты и напряжение между его сетками будет практически синусоидальным. Следовательно, в формуле (50.12) можно учитывать только член основной частоты и записать ее в форме (см. формулу (50.12))

$$(i_z)_{z-l} = i = i_0 [1 + 2J_1(X) \cos(\omega t - \theta)],$$

где для простоты записи опущены индексы при  $i$ ,  $t$ ,  $\theta$ .

По теореме Рамо — Шокли каждый электрон, движущийся в междусеточном пространстве, наводит во внешней цепи ток (формула (49.6))

$$\Delta i = \frac{ev}{d}.$$

Если  $Q$  — сечение пучка и  $\rho$  — плотность зарядов, то в каждый момент между сетками находится  $\rho \frac{Qd}{e}$  электронов. Считая, что время их пролета много меньше периода колебаний, и суммируя действие всех электронов, получим наведенный ток

$$i_n = \frac{ev}{d} \rho \frac{Qd}{e} = \rho v Q = jQ = i.$$

Отсюда следует, что в выходном резонаторе составляющая тока частоты  $\omega$  имеет амплитуду

$$i_\omega = 2J_1(X) i_0. \quad (50.14)$$

В клистроне-усилителе, где связи между обоими резонаторами нет и напряжение между сетками выходного резонатора возбуждается только электронным потоком, максимальное задерживающее поле в выходном резонаторе устанавливается тогда, когда через его зазор течет наибольший ток, иными словами, фазы тока и напряжения всегда устанавливаются так, что от электронного пучка отбирается наибольшее количество энергии. Мощность, получаемая в выходном резонаторе на частоте  $\omega$ , равна

$$P = \frac{1}{2} U_{z0} i_0 2J_1(X) = U_{z0} i_0 J_1(X), \quad (50.15)$$

где через  $U_{z0}$  обозначена амплитуда напряжения на сетках выходного резонатора. Мощность других гармоник в выходном резонаторе, как уже отмечалось, ничтожно мала.

Если время пролета электронов немало по сравнению с периодом колебаний, то электроны часть пути в зазоре проходят при меньшем



тормозящем поле и отдают ВЧ полю меньшую энергию. В этом случае, аналогично тому как это было сделано при расчете взаимодействия электронов с ВЧ полем во входном резонаторе, приходится вводить коэффициент взаимодействия  $\xi'$ . Тогда

$$P = \xi' U_{20} i_0 J_1(X). \quad (50.16)$$

Мощность, отбираемая клистроном от источника питания, равна  $P_0 = i_0 U_0$ , и кпд будет

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \xi' J_1(X) \frac{U_{20}}{U_0}. \quad (50.17)$$

Нетрудно найти максимальное значение  $\eta$ . Мощность  $P$  возрастает с увеличением  $U_{20}$ , но если  $U_{20} > U_0$ , то скорость некоторых электронов внутри зазора обращается в нуль. Эти электроны начинают обратное движение и при этом отбирают энергию от ВЧ поля. Поэтому при  $P = P_{\max}$   $U_{20} \approx U_0$ . В действительности электроны, поворачивающиеся обратно, появляются при  $U_{20} < U_0$ , так как в результате модуляции по скорости в пучке всегда есть электроны, скорость которых меньше скорости, соответствующей напряжению  $U_0$ . Но если глубина модуляции скорости мала, то можно считать, что  $(U_{20})_{\max} = U_0$ . Следовательно, при заданном параметре группировки  $X$  и очень узком зазоре выходного резонатора ( $\xi' = 1$ )

$$\eta_{\max} = \frac{P_{\max}}{P_0} = J_1(X).$$

Абсолютный максимум кпд, получающийся при  $X = 1,84$ , равен 58%. Следует заметить, что выше не были приняты во внимание различные потери в колебательных контурах и линиях передачи. Поэтому  $\eta$  называют электронным кпд.

Вводя эквивалентное параллельное сопротивление выходного резонатора  $R_{\text{ш}}$ , можно выражение для максимальной мощности записать в виде

$$P_{\max} = \frac{1}{2} \frac{U_0^2}{R_{\text{ш}}} = J_1(X) i_0 U_0. \quad (50.18)$$

Эквивалентное сопротивление  $R_{\text{ш}}$  уменьшается, если нагрузку сильнее связать с резонатором. Из формулы  $P_{\max} = \frac{1}{2} U_0^2 / R_{\text{ш}}$  следует, что при этом возрастает отдаваемая мощность и, как видно из соотношения  $P_{\max} = J_1(X) i_0 U_0$ , одновременно должен расти ток пучка. Отсюда следует, что отдаваемая нагрузке мощность ограничивается максимальным током, который способен обеспечить электронный прожектор клистроны. Вопрос о получении больших токов в пучке был рассмотрен раньше (§ 11). На практике приблизиться к идеальному кпд, равному 58%, в усилительных клистроны небольшой мощности не удается. Обычно клистроны работают с кпд, лежащим в пределах 6—15% (при  $\lambda \approx 10$  см). Однако в сверхмощных импульсных усилительных клистроны, разработанных для питания

линейных ускорителей и развивающих десятки мегаватт в импульсе, получают кпд, равный 30—40% [Л.6.21].

Наиболее важные недостатки клистрона-усилителя — это недостаточная широкополосность и высокий уровень собственных шумов. Эти недостатки не удалось преодолеть, что и привело к необходимости разработки усилителей других типов (СВЧ триодов и ламп с бегущей волной).

**3. Двухконтурный клистронный генератор.** Двухконтурный клистрон может быть использован в качестве СВЧ генератора. Для этого нужно обеспечить между резонаторами соответствующую обратную связь. Двухконтурные клистронные генераторы применяются редко, и поэтому здесь мы ограничимся только немногими замечаниями, относящимися к установившемуся режиму.

В генераторе модулирующее напряжение первого резонатора должно подаваться от второго резонатора, например, с помощью расположенной снаружи коаксиальной линии, соединяющей оба ввода 4 (рис. 428). Очевидно, что теперь разность фаз обоих резонаторов не безразлична в время пролета электронов между зазорами входного и выходного резонаторов должно быть согласовано с периодом колебаний. Правильный подбор разности фаз резонаторов является одним из необходимых условий для того, чтобы наступило самовозбуждение на одной из собственных частот колебательной системы, образованной здесь двумя связанными резонаторами.

Предположим сначала, что в установившемся режиме напряжения на зазорах обоих резонаторов синфазны (рис. 433, а и б). Если по-прежнему положительная полуволна напряжения соответствует ускорению электрона, то центром одного из сгустков будет электрон, проходящий через первый резонатор при  $\omega t = 0$ . Отдача энергии второму резонатору будет наибольшей, если сгустки будут проходить через его зазор в моменты наибольшего торможения. Из рисунка видно, что в этом случае угол пролета должен быть равен

$$\theta_1 = \omega \tau_1 = \omega T \left( n + \frac{3}{4} \right) = 2\pi n + \frac{3}{2}\pi, \quad (50.19)$$

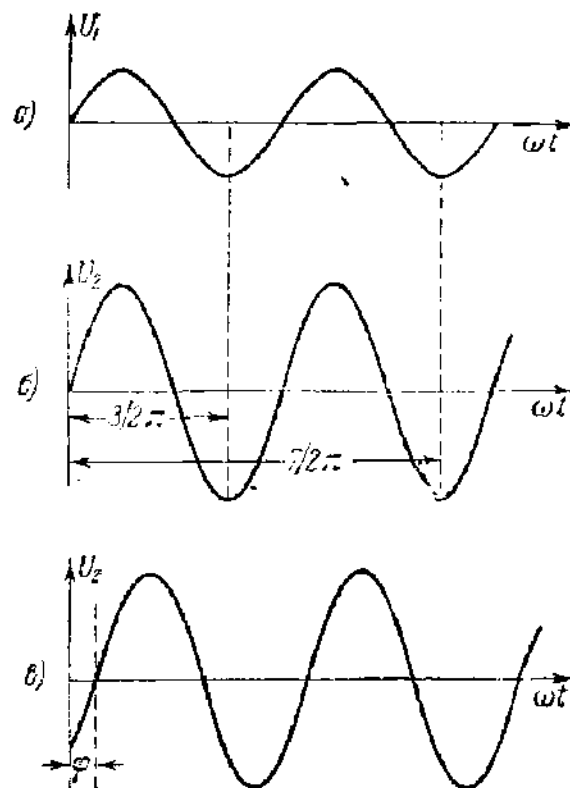


Рис. 433.

или

$$\tau_l = \frac{3}{4}T, \frac{7}{4}T \dots \left(n + \frac{3}{4}T\right) \quad (n = 0, 1, 2, \dots).$$

Если между резонаторами существует сдвиг фаз  $\varphi$  (рис. 433, *a* и *b*), условие (50.19) примет вид

$$\theta_l = 2\pi n + \frac{3}{2}\pi + \varphi.$$

Так как  $\theta_l = \omega\tau_l = \omega \frac{l}{v_0}$ , где  $l$  — длина пространства дрейфа и  $v_0 = \sqrt{2\eta U_0}$ , то

$$\theta_l = \omega\tau_l = \frac{2\pi cl}{\lambda \sqrt{2\eta U_0}} \approx 10^3 \frac{\pi}{\lambda \sqrt{U_0}} \text{ [радиан]}. \quad (50.20)$$

Условие наибольшего торможения принимает вид

$$2\pi n + \frac{3}{2}\pi + \varphi = 10^3 \frac{\pi}{\lambda \sqrt{U_0}}. \quad (50.21)$$

Уравнение (50.21) определяет ряд дискретных значений  $U_0$ , соответствующих  $n = 0, 1, 2, \dots$ , при которых имеет место наибольшее

торможение. Но генерация будет иметь место и при небольших отклонениях  $U_0$  в обе стороны от этих значений. Иначе говоря, каждому значению  $n$  соответствует интервал значений  $U_0$ , или рабочая зона, в пределах которой клистрон генерирует. Соответственно значению  $n$  рабочие зоны носят название нулевой, первой и т. д. Практически трудно получить колебания в нулевой зоне, так как для нее  $U_0$  слишком высоко. Энергия, затрачиваемая на скоростную модуляцию во входном резонаторе, в клистроне генератора получается за счет энергии, отдаваемой электронами выходному резонатору. Однако эта энергия очень мала и максимально возможный электронный КПД клистронного генератора, как и клистронного усилителя, равен 58%. Недостатком двухконтурного клистрона является необходимость точной настройки двух резонаторов.

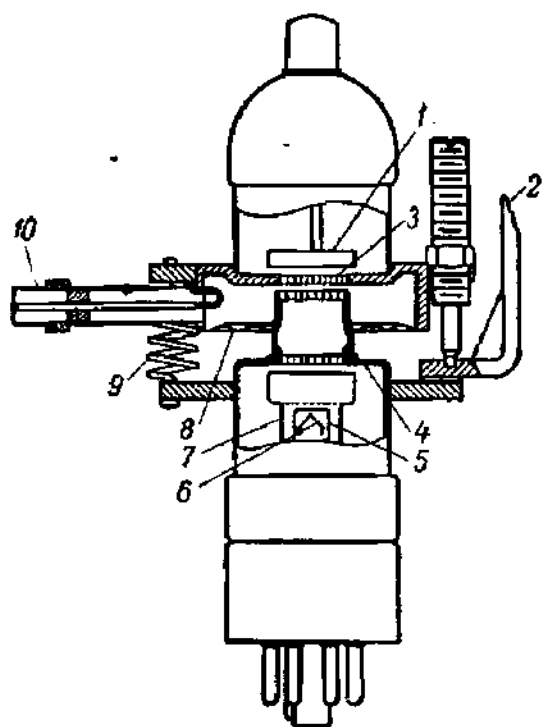


Рис. 434. Отражательный клистрон.

1 — отражатель; 2 — механизм настройки; 3 — сетка резонатора; 4—7 — электроды пушки; 8 — гибкая диафрагма; 9 — пружинка; 10 — коаксиальный ввод.

**4. Отражательные клистроны.** От этого недостатка свободен однорезонаторный отражательный клистрон, широко применяемый в гетеродинах приемников и в измерительных схемах. Одна из кон-

струкций отражательного клистрона представлена на рис. 434. Этот прибор имеет только один резонатор. Электроны проходят через зазор резонатора, попадают в тормозящее поле, получающееся при подаче на отражатель отрицательного напряжения, и возвращаются назад, проходя второй раз через тот же зазор в обратном направлении. При движении к отражателю и обратно в электронном потоке происходит процесс группировки, в результате которого в обратном направлении через зазор проходит не однородный по плотности поток электронов, при надлежащих условиях способный поддерживать колебания постоянной амплитуды. Качественно процесс группировки можно проследить на пространственной диаграмме рис. 435, постро-

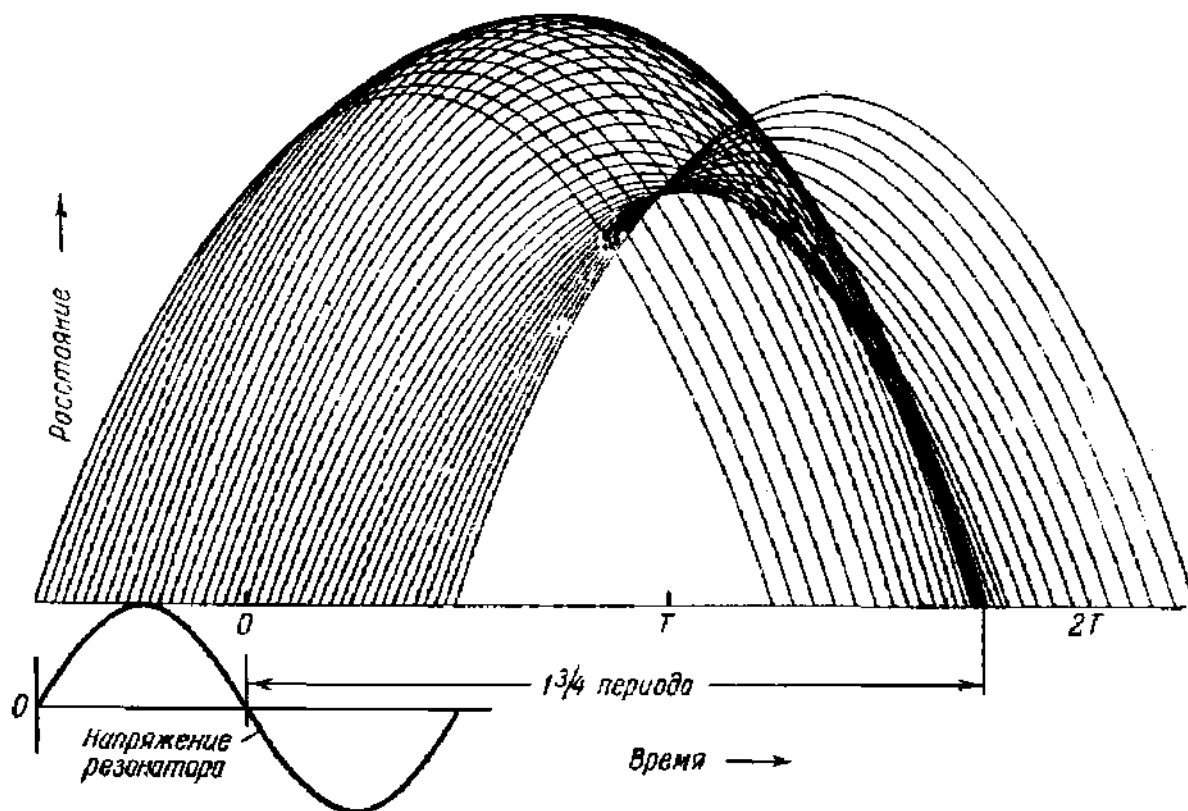


Рис. 435. Пространственно-временная диаграмма движения электронов в отражательном клистроне.

енной так же, как диаграмма рис. 429. При построении диаграммы принято, что во время положительной полуволны ускоряются электроны, идущие к отражателю, и тормозятся возвращающиеся электроны. Центром сгустка оказывается, в отличие от группирования в пространстве постоянного потенциала, электрон неизменной скорости, выходящий из зазора в момент перехода напряжения в зазоре из ускоряющего полупериода в тормозящий. Электроны, вышедшие раньше его, имеют большую скорость, они проникают в тормозящее поле на большую глубину и возвращаются к зазору с опозданием. Электроны, вышедшие позже, наоборот, возвращаются раньше, так

как, уйдя из зазора с меньшей скоростью, проникают в тормозящее поле на меньшую глубину. Диаграмма начерчена для режима, в котором возвращающийся сгусток встречает в зазоре максимальное тормозящее поле и отдает максимум энергии.

Диаграмма показывает, что условие наибольшего торможения сгустка имеет вид

$$\tau_l = \frac{3}{4} T, \quad \frac{7}{4} T, \quad \dots \left( n + \frac{3}{4} \right) T \quad (n = 0, 1, 2, \dots),$$

или, если перейти к углам пролета:

$$\theta_l = \omega \tau_l = 2\pi n + \frac{3}{2} \pi.$$

Примем, что поле между сетками клистрона и отражателем однородно. Тогда его напряженность равна

$$E = \frac{U_0 - U_r}{s_0}, \quad (50.22)$$

где  $s_0$  — расстояние между сетками и отражателем. Движение в обе стороны происходит с одинаковым ускорением  $a$ , по величине равным  $\eta E$ . Следовательно, время пролета туда и обратно для электрона с неизменной скоростью будет

$$\tau_l = \frac{2v_0}{a} = \frac{2\sqrt{2\eta U_0}}{\eta \frac{U_0 - U_r}{s_0}} = s_0 \sqrt{\frac{8}{\eta} \frac{V U_0}{U_0 - U_r}}. \quad (50.23)$$

Так как  $\tau_l = T \left( n + \frac{3}{4} \right) = \frac{\lambda}{c} \left( n + \frac{3}{4} \right)$ , то из (50.23) следует:

$$\left( n + \frac{3}{4} \right) = c \frac{s_0}{\lambda} \sqrt{\frac{8}{\eta} \frac{V U_0}{U_0 - U_r}}, \quad (50.24a)$$

или если  $U_0, U_r$  выразить в вольтах, то

$$n + \frac{3}{4} \approx 2 \cdot 10^3 \frac{s_0}{\lambda} \frac{V U_0}{U_0 - U_r}. \quad (50.24b)$$

Совершенно так же, как и двухрезонаторный клистрон, клистрон будет генерировать колебания не только при значениях  $U_0$  и  $U_r$  точно удовлетворяющих условию (50.24). Работа возможна и при  $U_0$  и  $U_r$ , отклоняющихся на небольшую величину в ту и другую сторону. Таким образом, значения  $n = 0, 1, 2$  определяют рабочие зоны клистрона, которые можно получить одну за другой, меняя, например, напряжения на отражателе (см. ниже рис. 436).

Теорию группировки электронов в отражательном клистроне можно построить аналогично теории группировки в двухрезонаторном клистроне. Разница будет только в том, что сгустки будут образовываться около электронов, фаза вылета которых из зазора

отличается на  $\pi$  от фазы вылета центров сгустков в двухрезонаторном клистроне и в том, что несколько иначе нужно вычислять время группирования ввиду наличия электрического поля. Найдем, при каких значениях  $n$  возможна работа клистрона. Из формулы

$$n + \frac{3}{4} \approx 2 \cdot 10^3 \frac{s_0}{\lambda} \frac{\sqrt{U_0}}{U_0 - U_r}$$

получается, что напряжение отражателя равно

$$U_r = - \frac{2 \cdot 10^3 \frac{s_0}{\lambda} \sqrt{U_0}}{\left(n + \frac{3}{4}\right)} + U_0. \quad (50.25)$$

Так как при  $U_r > 0$  электроны вообще не будут возвращаться к резонатору, то клистрон может работать только, если  $U_r < 0$ . Максимальное значение  $n$  получается из уравнения

$$\frac{2 \cdot 10^3 s_0}{\lambda} \frac{\sqrt{U_0}}{\left(n_{\max} + \frac{3}{4}\right)} - U_0 = 0,$$

или

$$n_{\max} = \frac{2 \cdot 10^3 s_0}{\lambda \sqrt{U_0}} - \frac{3}{4}, \quad (50.26)$$

где  $U_0$ , как и в (50.24), выражено в вольтах.

Выражением (50.26) и определяется высший номер рабочей зоны клистрона. Например, при  $\lambda = 10$  см,  $s_0 = 3$  мм,  $U_0 = 250$  в  $n_{\max} = 3,05$  и клистрон может работать при  $n = 0, 1, 2, 3$ , причем при  $n = 3$   $U_r = -11$  в. Чем меньше номер зоны  $n$ , тем через меньшее время электроны должны возвращаться к резонатору и, значит, тем большее отрицательное напряжение нужно подать на отражатель. В приведенном примере для работы в нулевой зоне, т. е. при  $n = 0$ , нужно на отражатель подать 1020 в. Следует, однако, заметить, что формула (50.26) дает большую количественную ошибку, в особенности для  $n = 0$ , так как в ней не учтено время пролета между сетками.

Мощность колебаний в рабочей зоне имеет максимум, соответствующий прохождению сгустков при максимальном значении тормозящего поля, по обе стороны от которого мощность быстро падает. На рис. 436 показана типичная картина изменения мощности и частоты при изменении напряжения отражателя клистрона. Практически важно, что частоту клистронного генератора можно менять в довольно широких пределах, изменяя напряжение  $U_r$ . Характерные кривые зависимости частоты от  $U_r$  для различных рабочих зон показаны на рис. 436 сверху. Это явление, наблюдающееся и в двухрезонаторных клистронах, носит название электронной настройки.

Электронная настройка практически безынерционна, т. е. изменение частоты почти мгновенно следует за изменением напряжения. Это свойство клистрона позволяет осуществить частотную модуляцию клистронного генератора.

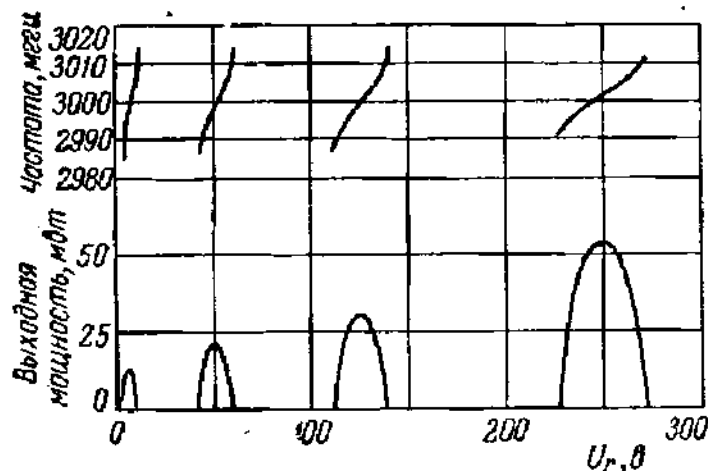


Рис. 436. Зоны генерации и интервалы электронной настройки отражательного клистрона.

Здесь мы не имеем возможности остановиться на теории электронной настройки клистрона. Электронный поток можно рассматривать как комплексную проводимость, включенную параллельно емкости сеток резонатора. Это позволяет составить эквивалентную схему резонатора клистрона в рабочих условиях. Компоненты комплексной проводимости, к которой на схеме сводится электронный поток, зависят от параметров пучка, в том числе и от напряжения отражателя  $U_r$ . Рассмотрение этой зависимости позволяет найти связь генерируемой частоты с напряжением  $U_r$ . Краткое изложение теории электронной настройки см. [Л.5.8, гл. 12].

**5. Конструкции и типы клистронов. Области применения.** Устройство клистронов, резонаторы которых объединены с электронной пушкой, отражателем и другими деталями в одной жесткой конструкции, в общих чертах ясно из рис. 434 и 428.

Однако резонаторы не всегда входят в вакуумную часть клистрона. В клистровах, рассчитанных на относительно длинные волны ( $\lambda = 8 - 10$  см), резонаторы подключаются к сеткам с помощью двух плоских дисковых впаев. Пример клистрона с внешним контуром показан на рис. 437. На рис. 437, а видны медные диски, спаянные со стеклом баллона, а на рис. 437, б — способ подключения внешнего резонатора. Настройка внешнего резонатора — относительно простая задача. Обычно собственную частоту резонатора изменяют, вводя в него толстые металлические стержни (плунжеры), чем достигается изменение объема и формы полости резонатора.

Гораздо труднее настраивать резонаторы, расположенные внутри баллона клистрона. Боковые стенки резонаторов составляют часть

баллона, и, деформируя стенку баллона, можно менять собственную частоту резонатора (рис. 438). Однако таким способом частоту можно

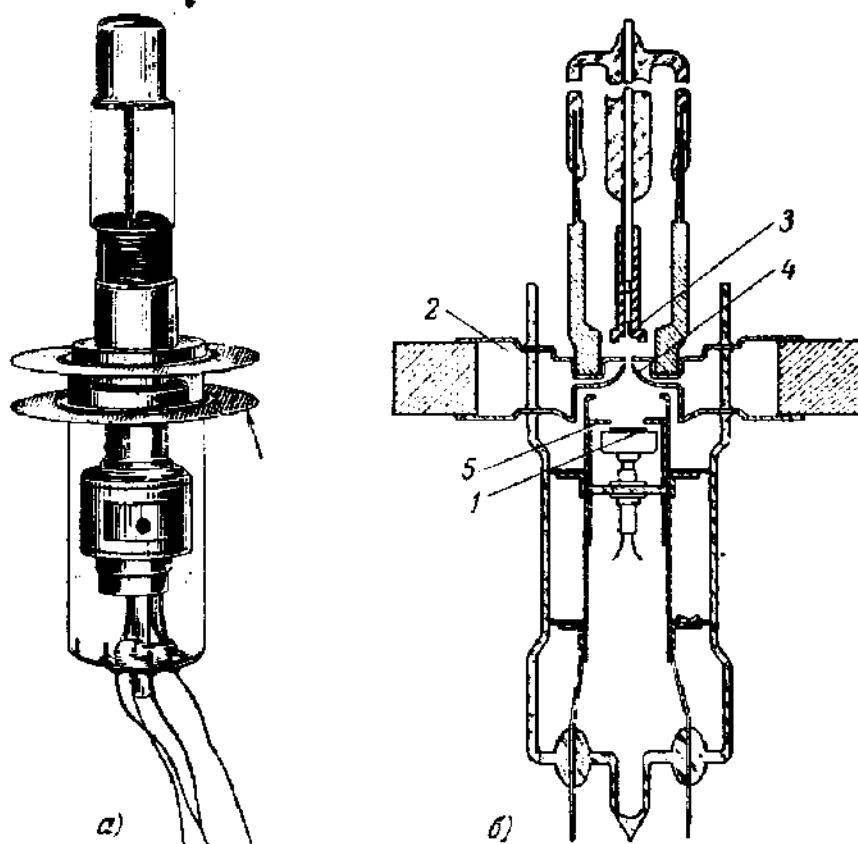


Рис. 437. Отражательный клистрон с внешним контуром [Л. 6. 1].

*a* — внешний вид со свитым контуром (стрелкой показаны медные дужки для подключения резонатора); *b* — разрез (1 — катод, 2 — часть резонатора, лежащая вне баллона, 3 — рефлектор (отражатель), 4 — внутренняя часть резонатора, 5 — фокусирующий и управляющий электрод).

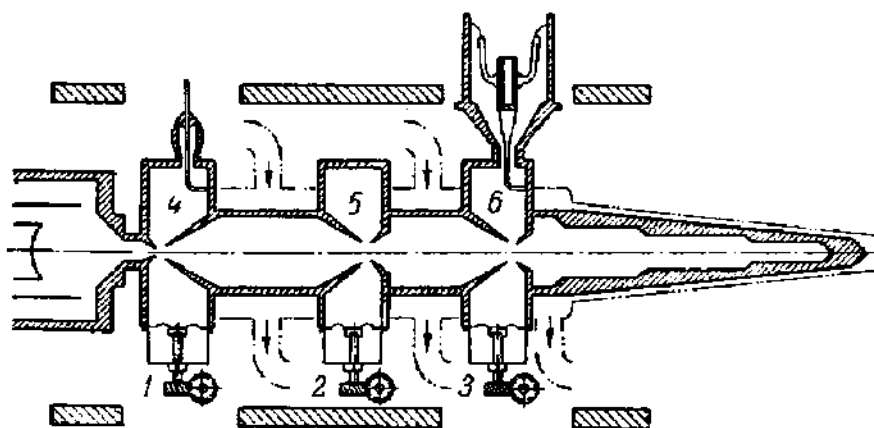


Рис. 438. Схематический чертеж трехрезонаторного клистрона [Л. 6. 1].

1 — 3 — механизм сжатия стенок резонаторов; 4 — 6 — резонаторы.

менять только в узких пределах. Гораздо эффективнее деформация стенки, на которой расположена одна из сеток.

Как было отмечено выше, наличие узких зазоров, закрытых сетками, через которые проходит электронный поток, является харак-



терной особенностью резонаторов клистронов (рис. 428, 434, 437 и 439). Очевидно, что в зазоре сосредоточено главным образом электрическое поле резонатора и, изменяя ширину зазора, можно очень эффективно воздействовать на собственную частоту резонатора.

В клистроне, изображенном на рис. 434, одна из стенок резонатора представляет собой гибкую диафрагму, которая без нарушения вакуума деформируется с помощью особого механизма. Этим способом можно менять частоту на 10%. Механизм настройки существенно осложняет конструкцию клистрона.

Сетка клистрона конструктивно отличается от сеток обычных ламп. В простейшем случае это просто отверстие для пропускания электронов, но в этом случае однородность поля в зазоре нарушается и модуляция по сечению пучка делается неодинаковой. Поэтому большей частью отверстия в резонаторах закрывают сетками жесткой конструкции с небольшим коэффициентом заполнения (порядка 0,2). Зазоры между сетками, как уже было выяснено, выгоднее брать узкие, однако к ширине зазора не предъявляется таких требований, как в СВЧ триодах к расстоянию катод — сетка. Дело в том, что в клистроне ВЧ поле действует на предварительно ускоренные электроны и здесь можно даже при относительно широком зазоре иметь малые углы пролета. Это одно из преимуществ клистрона.

Перед электронной пушкой клистрона, в отличие от электронной пушки осциллографической трубки, ставится задача получения возможно более сильного тока в сравнительно коротком и толстом пучке при небольшом напряжении. Соображения, изложенные в § 11, могут быть использованы при конструировании электронной пушки клистрона; в частности, можно применить ионные ловушки и магнитное поле, сжимающее пучок.

На всех приведенных выше чертежах клистронов предусматриваются ввод и вывод колебательной мощности через петли связи и коаксиальные линии. Такой способ неудобен для волн короче 5—6 см, и в коротковолновых клистронах энергия выводится через герметизированное (запаянное стеклом) окошко в волновод. Этот способ применяется и в других СВЧ приборах.

Клистронные двухрезонаторные усилители не получили распространения в качестве усилителей слабых сигналов вследствие высокого уровня шумов. Они уступают триодам, и особенно лампе с бегущей волной, в области усиления средних мощностей вследствие своей узкополосности. Но для работы на больших мощностях в тех случаях, когда широкополосность не является решающим требованием, двух- и даже трехрезонаторные клистроны часто применяются. Например, их используют в технике ускорения заряженных частиц. Особенно большое усиление, хотя и в узкой полосе частот, может быть получено с помощью трехрезонаторного клистрона (рис. 438). На сетку первого (входного) резонатора подается небольшое напряжение; соответственно этому между первым и вторым резонаторами дости-

гается только слабая группировка. Второй резонатор остается ненагруженным, и поэтому даже слабогруппированный электронный поток наводит на его сетках напряжение большой амплитуды, модулирующее пучок электронов, поступающий в пространство дрейфа между вторым и третьим резонаторами. Здесь возникает сильная группировка, и в третьем резонаторе отдается значительная мощность. Трехрезонаторный клистрон способен давать усиление по мощности в несколько тысяч раз. Клистрон, схематически изображенный на рис. 438, мог развивать мощность до нескольких десятков киловатт в непрерывном режиме и нескольких мегаватт в импульсе. Как генераторы СВЧ двухрезонаторные клистроны вытеснены триодами и отражательными клистронами. Отражательные клистроны применяются в гетеродинах приемников, а также в частотомодулированных передатчиках небольшой мощности. Следует отметить, что КПД отражательных клистронов очень низок (от 0,03 до 3%).

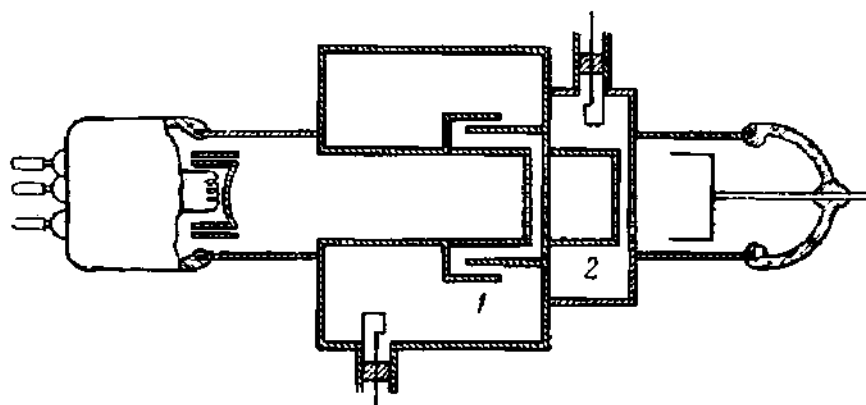


Рис. 439. Клистронный умножитель частоты [Л. 6. 17].

1 — входной резонатор (стенки устроены так, что образуют добавочную емкость); 2 — выходной резонатор.

Из всех других возможных применений клистронов мы остановимся только на применении их для умножения частоты. Как было отмечено выше, амплитуды высших гармоник тока пучка при достаточно большом значении параметра группирования довольно медленно убывают с номером гармоники. Отсюда естественно возникает мысль построить умножитель частоты в виде двухрезонаторного клистрона, выходной резонатор которого был бы настроен на какую-нибудь далекую гармонику выходного резонатора. Устройство такого клистрона показано на рис. 439. На практике удается настраивать выходной резонатор даже на 20-ю гармонику. Этот прием применяется для получения стабилизированных по частоте СВЧ колебаний, причем для стабилизации частоты, питающей входной резонатор, можно применять обычные методы [Л. 6. 4].

**6. Из истории клистрона.** Как почти все крупные изобретения в области электроники, изобретение клистрона связано с именами многих исследователей. Принцип скоростной модуляции, т. е. идея о возможности груши-

рования электронов в ВЧ поле в результате разности их скоростей, впервые отчетливо высказали московский радиофизик А. А. Витт (1932) и французский ученый Клавье (1933 г.) [Л.6.14]. Но видимо, идея использования скоростной модуляции в то время была близка многим исследователям; в том же 1932 г. Д. А. Рожанский в Ленинграде пытался осуществить прибор со скоростной модуляцией. В 1934 г. был запатентован и в 1935 г. описан О. Гейлем и А. А. Арсеньевой-Гейль проект электронно-лучевого генератора, основанного на использовании группирования электронов. За этим последовал ряд работ в том же направлении, из которых особенно успешной оказалась работа братьев Вариан (1939 г.), прибор которых во всех существенных чертах не отличался от современного двухконтурного клистрона. Работа братьев Вариан была выполнена в Стэнфордском университете (США), и в ней принимали участие Хансен, один из крупных специалистов в области электродинамики СВЧ и Вебстер, которому принадлежит теория группирования. В СССР также в 1939 г. исследовательской группой, возглавлявшейся Н. Д. Девятковым, были разработаны оригинальные конструкции двухконтурных клистронов.

Отражательные клистроны появились в 1940—1941 гг. В СССР первые авторские свидетельства на отражательные клистроны были получены Н. Д. Девятковым и его сотрудниками (1940 г.), а также В. Ф. Коваленко (1940 г.) За рубежом отражательный клистрон был описан впервые, по-видимому, Варнеком (1941 г.) и Сеттоном.

Теория клистрона вследствие его относительной простоты (прямолинейные траектории электронов, взаимодействие СВЧ полем только в пределах узкой щели) разработана лучше, чем теория других СВЧ ламп (Пирс, Варнек, Я. П. Терлецкий, С. Д. Гвоздовер и др.).

## § 51. Лампа с бегущей волной и лампа с обратной волной

**1. Лампа с бегущей волной (ЛБВ).** Рабочая полоса частот клистронного усилителя (так же как и усилителя на триоде) определяется в первую очередь его колебательным контуром. Следовательно, для расширения полосы усилителя необходимо отказаться от применения высокочастотных колебательных контуров. Однако такой путь применительно к клистрону неизбежно связан с уменьшением его коэффициента усиления и электронного кпд: в клистроне электроны отдают энергию ВЧ полю только в течение очень короткого интервала времени (меньше периода ВЧ колебаний), пока они пролетают узкий зазор между сетками, и эффективное взаимодействие может быть, очевидно, обеспечено лишь при наличии в этом зазоре сильного резонансного поля.

Поэтому, если требуется сохранить высокое значение коэффициента усиления и электронного к.п.д. в системе с контурами малой добротности, нужно так видоизменить конструкцию лампы, чтобы электроны взаимодействовали с ВЧ полем на более длинном отрезке пути. Этого можно добиться, расположив на пути пучка электронов несколько (или даже большое число) последовательных пар сеток, подключенных к соответствующим колебательным контурам (рис. 440, а). Колебательные контуры должны быть связаны друг с другом таким образом, чтобы электрон, отдавший в первом зазоре часть энергии ВЧ полю, продолжал бы пролетать последующие зазоры в благоприятной для отдачи энергии фазе. Последнее означает, что фаза ВЧ поля должна перемещаться с течением времени вдоль цепочки контуров со скоростью, примерно равной скорости электронов в пучке; иными словами, вдоль цепочки должна распространяться электромагнитная волна с фазовой скоростью  $v_{\phi} \approx v_{эл}$ .

В такой системе колебательные контуры предназначаются уже не для создания сильного резонансного поля в промежутках между сетками. Их роль сводится лишь к образованию цепочки (фильтра), вдоль которой может

распространяться электромагнитная волна с нужной фазовой скоростью (рис. 440, б). Отметим сразу, что поскольку скорость электронов всегда меньше скорости света, параметры цепочки обязательно должны быть подобраны таким образом, чтобы волна была бы «медленной», т. е. ее фазовая скорость была бы меньше скорости света. Из сказанного выше следует, что наличие цепочки колебательных контуров с сосредоточенными параметрами не является обязательным для обеспечения взаимодействия электронов с волной. Сетки могут быть присоединены к любой линии передачи с распределенными параметрами, обладающей свойством «замедлять» электромагнитные волны.

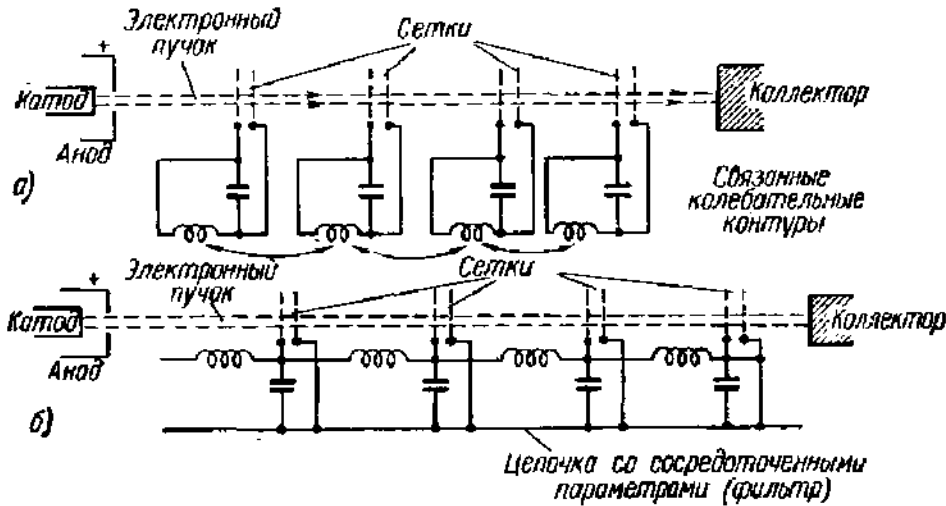


Рис. 440.

Наиболее простым и вместе с тем весьма распространенным примером «замедляющей системы» может служить простая проволочная спираль (рис. 441, а). Строгое решение задачи об электромагнитных волнах в спирали весьма громоздко и сложно, однако в грубом приближении (для спи-

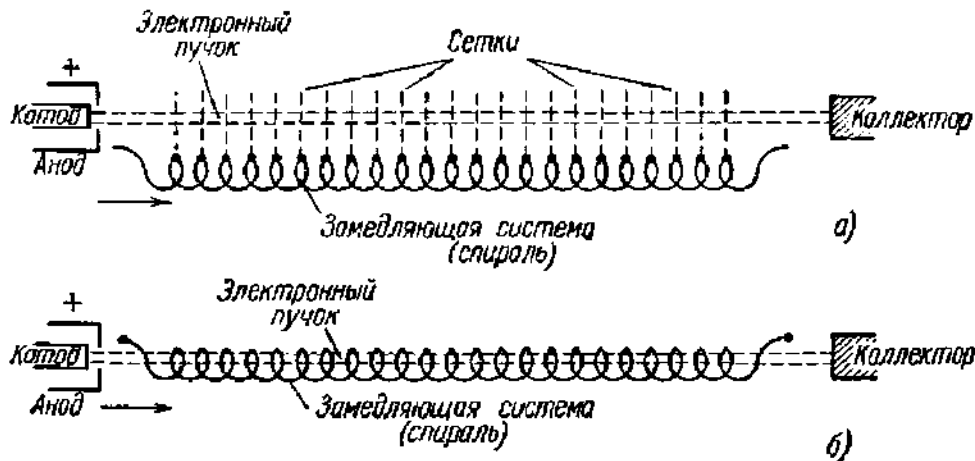


Рис. 441.

рали с не слишком малым шагом) можно считать, что волны распространяются по проволоке вдоль витков со скоростью света и, следовательно, их скорость в осевом направлении меньше скорости света в отношении шага спирали к длине одного витка. Опыт показывает, что в спирали с малым шагом можно получить волны, скорость которых в осевом направлении будет в 20—40 раз меньше скорости света. Известны и другие замедляющие системы;

на их свойствах мы остановимся несколько ниже. Заметим только, что чем медленнее волны в системе замедления, тем меньшие напряжения нужны для разгона электронов до нужной скорости; в частности, при замедлении в 10—20 раз достаточны напряжения 1000—3000 в, как это следует из формулы

$$v_{эл} = \sqrt{2\eta U_0} \approx 6 \cdot 10^7 \sqrt{U_0} \text{ [см/сек].}$$

Продолжая идти по пути дальнейшего упрощения многоконтурной системы, нетрудно заметить, что сетки в конструкции, изображенной на рис. 441, а, служат только для «приближения» поля медленной волны к пучку электронов. Естественнее и во всяком случае конструктивно проще отказаться от большого числа сеток в пространстве взаимодействия и ввести пучок электронов непосредственно в высокочастотное поле системы замедления (рис. 441, б). При этом существенно, чтобы ВЧ электрическое поле в используемой замедляющей системе имело достаточно сильно выраженную составляющую, параллельную движению электронов. Таким образом, мы приходим к новой конструкции лампы для диапазона СВЧ, основанной на взаимодействии электронов не с резонансным полем колебательного контура, а с медленной электромагнитной волной, распространяющейся вдоль замедляющей системы. Впервые лампы такого типа были построены в 1947 г. Комфнером (в Англии), Пирсом (в США); они получили название лампы с бегущей волной, или сокращенно ЛБВ. Как и следовало ожидать, усилители на ЛБВ обеспечили высокий коэффициент усиления в весьма широкой полосе частот.

В дальнейшем были сконструированы ЛБВ, выгодно отличающиеся от клистрона и с точки зрения собственных шумов; у специальных современных ламп с бегущей волной шумфактор порядка 5—10 дБ [Л. 6. 24].

Упрощенный чертеж ЛБВ со спиральной замедляющей системой показан на рис. 442, а; на рис. 442, б даны общий вид и чертеж разреза одной из иностранных ЛБВ этого типа. Пучок электронов, создаваемый электронной пушкой, пролетает через замедляющую систему и попадает на коллектор. Поскольку электроны взаимодействуют с полем медленной электромагнитной волны на сравнительно большом пути (длина замедляющей системы в ЛБВ порядка 10—40 см), для предохранения столь длинного пучка электронов от расползания используется обычно продольное магнитное поле, создаваемое специальной фокусирующей катушкой (см. § 11). Ввод и вывод усиливаемого сигнала осуществляются через входное и выходное устройства, согласующие замедляющую систему ЛБВ с внешним трактом — волноводом или коаксиальным кабелем.

Рассмотрим, как происходит взаимодействие медленной электромагнитной волны с пролетающим в ее поле электронным потоком. Для этого целесообразно вернуться несколько назад, к системе, изображенной на рис. 441, б, которую можно теперь трактовать как дискретную эквивалентную схему ЛБВ. Допустим сначала, что волна в замедляющей системе задана, т. е. создается каким-либо сторонним источником, находящимся во внешнем тракте, и выясним, что происходит с потоком электронов в поле такой волны. Поскольку скорость электронов приблизительно равна фазовой скорости волны, судьба каждого из них зависит от того, в какой фазе по отношению к ВЧ полю данный электрон попадает в пространство взаимодействия. Электроны, проходящие первую пару сеток в течение того полупериода, когда на них действует тормозящее поле, слегка замедляются и будут продолжать замедляться\*) при прохождении последующих сеток. Остальные электроны попадут в ускоряющее поле, и их скорость будет постепенно нарастать. В результате

\*) По крайней мере, до тех пор, пока в результате уменьшения скорости они не «выйдут из синхронизма», т. е. не попадут в ускоряющую фазу поля. О влиянии таких электронов на работу ЛБВ будет сказано несколько позже.

пучок электронов окажется сгруппированным, в нем образуются сгустки и разрежения, движущиеся вдоль замедляющей системы со скоростью, близкой к скорости электромагнитной волны.

Модуляции электронного пучка по плотности и скоростям, обусловленная действием переменного ВЧ поля, соответствует появлению переменной высокочастотной составляющей тока; очевидно, что этот переменный ток

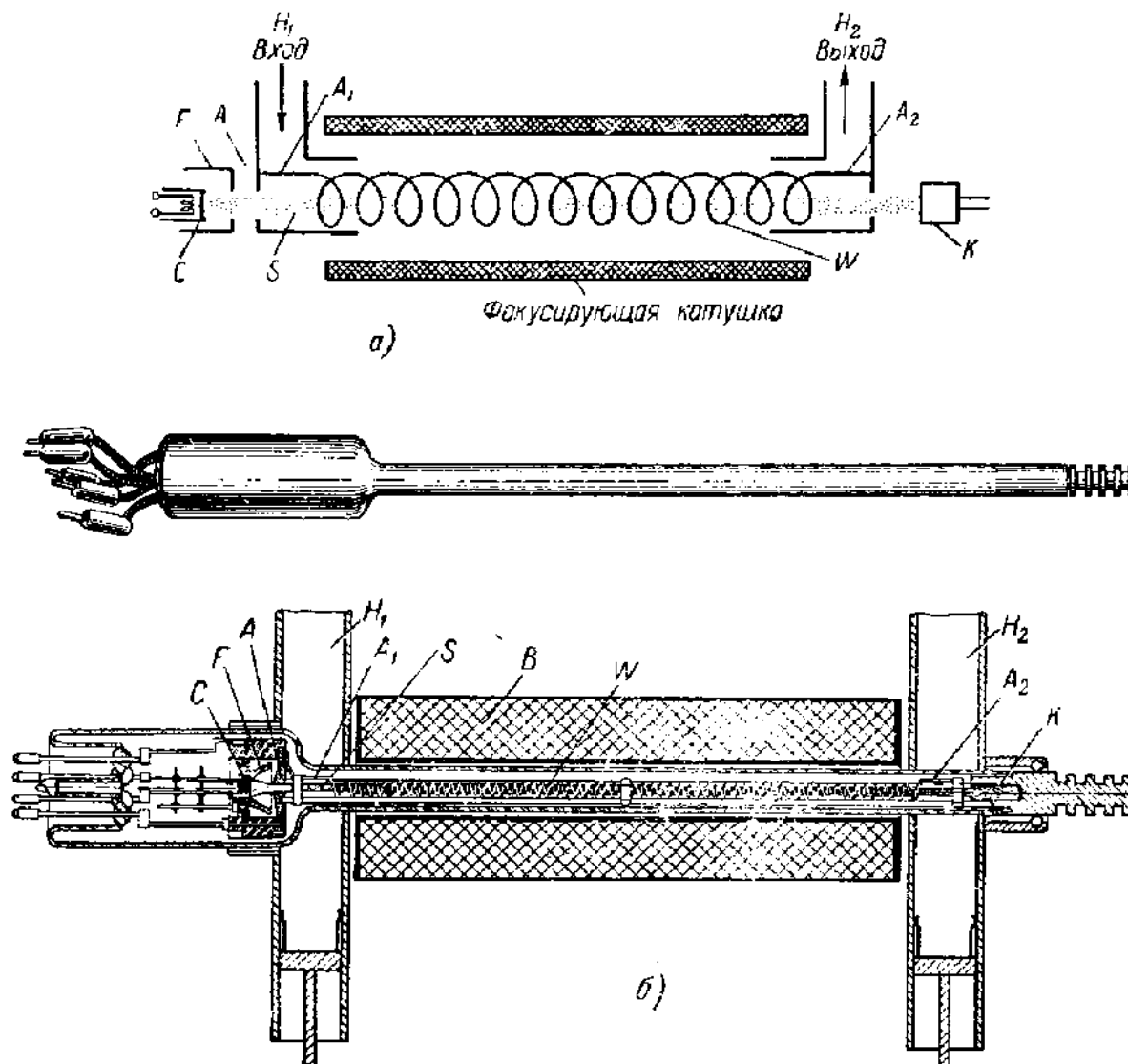


Рис. 442. ЛБВ со спиральной замедляющей системой.

*а* — упрощенный схематический чертеж ЛБВ; *б* — внешний вид и разрез одного из образцов лампы; на разрезе указаны главные элементы устройства: *С*, *F*, *A* — электроды пушки, *S* — электронный пучок, *A*<sub>1</sub> — диполь (антенна) для связи с генератором, *W* — фокусирующая катушка, *A*<sub>2</sub> — диполь (антенна) выходного тракта, *K* — коллектор, *H*<sub>1</sub>, *H*<sub>2</sub> — волноводы прямоугольного сечения.

в свою очередь будет влиять на создавшую его электромагнитную волну, отдавая энергию ВЧ полю или, наоборот, забирая ее. В самом деле, если пучок окажется сгруппированным так, что центр сгустка проходит зазоры между сетками в тормозящем поле, то электроны в среднем будут отдавать энергию волне, т. е. будет происходить усиление ВЧ поля; такой режим и осуществляется в ЛБВ. В противоположном случае сгустки окажутся «подхваченными» волной и их скорость будет возрастать за счет энергии, отбираемой от волны (в конечном счете от стороннего источника, возбуждающего волну). На таком принципе устроены линейные ускорители заряженных

частиц, нашедшие широкое применение в атомной физике. Замедляющие системы линейных ускорителей дают сравнительно малое замедление электромагнитных волн, что позволяет разгонять электроны до скоростей, близких к скорости света.

Построение строгой теории ЛБВ связано с большими трудностями и не завершено до настоящего времени. Даже в линейном приближении, т. е. в предположении, что переменная составляющая тока в пучке много меньше его среднего значения, строгая теория ЛБВ, учитывающая индивидуальные особенности системы замедления, входного и выходного устройств и т. д., весьма сложна. Поэтому мы ограничимся исследованием простейшей модели ЛБВ, в которой система замедления может быть заменена двухпроводной длинной линией с распределенными параметрами\*). Теория такой модели в линейном приближении сравнительно проста; тем не менее с ее помощью можно объяснить ряд важных характерных особенностей работы ламп с бегущей волной.

Составим прежде всего уравнение для тока и напряжения в «холодной» лампе в отсутствие электронного пучка. В дальнейшем мы всюду будем интересоваться установившимися режимами, предполагая, что все переменные величины зависят от времени по закону  $e^{j\omega t}$ . Выделим на линии участок

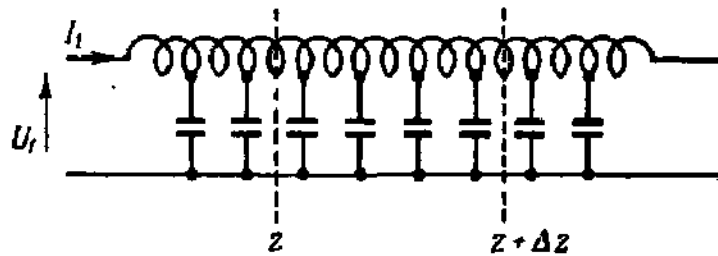


Рис. 443.

малой длины  $\Delta z$  (рис. 443); обозначая погонную емкость и индуктивность линии через  $C_1$  и  $L_1$  и считая, что длина  $\Delta z$  настолько мала, что ток  $I_1$  и напряжение  $U_1$  незначительно меняются на этом участке, получим:

$$\left. \begin{aligned} I_1(z) - I_1(z + \Delta z) &= j\omega C_1 \Delta z U_1, \\ U_1(z) - U_1(z + \Delta z) &= j\omega L_1 \Delta z I_1, \end{aligned} \right\} \quad (51.1a)$$

или, переходя к пределу  $\Delta z \rightarrow \infty$ :

$$\frac{\partial I_1}{\partial z} = -jB_1 U_1, \quad \frac{\partial U_1}{\partial z} = -jX_1 I_1, \quad (51.16)$$

где  $B_1 = \omega C_1$  — погонная шунтирующая реактивная проводимость линии,  $X_1 = \omega L_1$  — ее погонное последовательное реактивное сопротивление (омическими потерями в линии мы пренебрегаем). Решение линейных однородных уравнений (51.1), известных под названием телеграфных уравнений, следует искать в виде  $U_1 = Ae^{Iz}$ ,  $I_1 = De^{Iz}$ . Характеристическое уравнение си-

\*) В тех случаях, когда поперечные размеры системы замедления сравнимы с длиной волны, такая замена, вообще говоря, невозможна, и для исследования электромагнитного поля нужно пользоваться уравнениями Максвелла. Лишь в случае больших замедлений ( $v_\phi \ll c$ ) таким системам также могут быть сопоставлены приближенные эквивалентные схемы. Естественно, что параметры этих эквивалентных схем не имеют непосредственного физического смысла и в общем случае являются сложной функцией параметров замедляющей системы.

стемы (51.1) имеет два корня:  $\pm \gamma_0 = \pm \beta_0 = \pm j \sqrt{X_1 B_1}$ , и исконое решение имеет вид

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (Ae^{-\beta_0 z} + A'e^{j\beta_0 z}) e^{j\omega t}, \\ I_1 &= \frac{1}{Z_0} (Ae^{-\beta_0 z} - A'e^{j\beta_0 z}) e^{j\omega t}. \end{aligned} \right\} \quad (51.2)$$

Здесь  $A$  и  $A'$  — произвольные постоянные, определяемые из условий на концах линии (на входе и выходе лампы),  $Z_0 = \sqrt{X_1/B_1} = \sqrt{L_1/C_1}$  — волновое сопротивление линии,  $\beta_0 = \sqrt{X_1 B_1} = \omega \sqrt{L_1 C_1}$  — постоянная распространения, или фазовая постоянная. В формулах (51.2) первые слагаемые описывают волну, распространяющуюся слева направо в направлении  $+z$ , вторые — обратную волну, бегущую в направлении  $-z$ . Как прямые, так и обратные волны незатухающие (так как потери мы не учитываем) и имеют одинаковые фазовые скорости  $v_\phi = \omega/\beta_0$ .

Пусть теперь вдоль линии летит пучок электронов. Под действием электрического поля волны, бегущей вдоль системы замедления, в пучке происходит группировка электронов и в конвекционном токе пучка появляется составляющая высокой частоты  $I$ . Переменный ток  $I$  в свою очередь возбуждает в замедляющей системе высокочастотное поле, влияющее на группировку пучка и т. д. В результате в установившемся режиме напряжение и ток в линии будут отличаться от напряжения и тока в «холодной» лампе (51.2), а в токе пучка  $I_{\text{эл}}$  появится переменная составляющая, зависящая от расстояния до входного конца лампы:  $I_{\text{эл}} = I_0 + I(z, t)$ .

Допустим, что продольная компонента электрического поля, в котором летят электроны, известна  $E_z = E_z(z) e^{j\omega t}$ , и вычислим переменную составляющую конвекционного тока пучка  $I(z, t)$ . Уравнение движения электронов в пучке имеет вид

$$\frac{d}{dt} (v_0 + v) = -\eta E_z, \quad (51.3)$$

где  $v_0$  — постоянная, а  $v(z, t)$  — переменная составляющие скорости. Переходя от полной производной по времени к локальной (при постоянном  $z$ )  $\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial z} \frac{dz}{dt}$ , уравнение движения (51.3) можно записать так:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (v_0 + v) \frac{\partial v}{\partial z} = -\eta E_z. \quad (51.4a)$$

Конвекционный ток пучка  $I_{\text{эл}}$  выражается через линейную плотность электронов в пучке  $\rho_0 + \rho(z, t)$  и их скорость  $v_0 + v(z, t)$ :

$$I_{\text{эл}} = I_0 + I = (v_0 + v)(\rho_0 + \rho) = v_0 \rho_0 + (v_0 \rho + v \rho_0 + v \rho). \quad (51.4b)$$

Наконец, следует учесть, что изменение тока  $I_{\text{эл}}$  вдоль пучка может происходить только за счет накопления заряда в одних местах и убыли в других. Закон сохранения заряда (уравнение непрерывности) дает

$$\frac{\partial I_{\text{эл}}}{\partial z} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (51.4в)$$

Система уравнений (51.4) определяет ток  $I_{\text{эл}}$ , если задана продольная компонента поля  $E_z$ . Эти уравнения существенно нелинейные, чем и обусловлены трудности полной теории ЛБВ. Задача значительно упрощается, если ограничиться линейным приближением уравнений для тока; такую приближенную линейную теорию ЛБВ называют иногда «теорией малых сигналов».

Полагая, что переменные составляющие всех величин, характеризующих электронный пучок, много меньше соответствующих средних значений



( $|\mathbf{v}| \ll v_0$  и т. д.), и учитывая, что в линейном приближении в установившемся режиме все переменные величины меняются со временем по закону  $e^{j\omega t}$ , получим вместо (51.4) «линеаризованную» систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} j\omega v + v_0 \frac{\partial v}{\partial z} &= -\gamma E_z, \\ I &= \rho_0 v + v_0 \rho, \\ \frac{\partial I}{\partial z} &= -j\omega \rho. \end{aligned} \right\} \quad (51.5)$$

Исключая из этих уравнений  $v$  и  $\rho$ , приходим к следующему уравнению для тока:

$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} + 2j\beta_e \frac{\partial I}{\partial z} - \beta_e^2 I = -j\beta_e \frac{\gamma^2 v_0}{v_0} E_z(z). \quad (51.6)$$

Через  $\beta_e$  здесь обозначена величина  $\beta_e = \omega/v_0$ , которую можно трактовать как «постоянную распространения» электронного пучка.

Допустим, что ток  $I(z) e^{j\omega t}$  уже найден и вычислим поле  $E_z(z) e^{j\omega t}$ , создаваемое им в замедляющей системе. Для этого обратимся к эквивалентной схеме рис. 444 и составим уравнения для тока  $I_1$  и напряжения  $U_1$  в линии точно так же, как это было сделано для «холодной» лампы. Разница

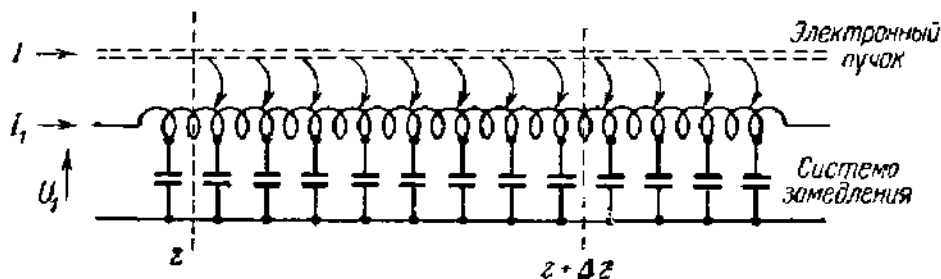


Рис. 444.

с «холодным» режимом будет заключаться лишь в том, что изменение тока  $I_1$  на участке  $\Delta z$  будет обусловлено не только утечкой через шунтирующую емкость  $jB_1 \Delta z U_1$ , но и током  $\bar{I}$ , «ответвляющимся» от электронного пучка\*) через емкость пучок — замедляющая система. Если пучок достаточно тонкий и пролетает на малом расстоянии от замедляющей системы, то изменение тока пучка  $I$  будет полностью обусловлено «ответвлением» на длинную линию, т. е.  $\bar{I} = I(z + \Delta z) - I(z)$ . Уравнения для тока и напряжения в линии имеют, таким образом (после предельного перехода  $\Delta z \rightarrow 0$ ), вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial I_1}{\partial z} &= -jB_1 U_1 - \frac{\partial I}{\partial z}, \\ \frac{\partial U_1}{\partial z} &= -jX_1 I_1, \end{aligned} \right\} \quad (51.7)$$

или, если исключить ток в линии  $I_1$ :

$$\frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2} + \beta_0^2 U_1 = jX_1 \frac{\partial I}{\partial z}, \quad (51.8)$$

\*) Речь идет, конечно, не об электронах, оседающих на замедляющей системе, — этот эффект здесь не учитывается, а о токе смещения, обусловленном переменным зарядом на участке  $\Delta z$  электронного пучка.

где, как и раньше,  $\beta_0 = \sqrt{X_1 B_1}$  — постоянная распространения волн в «холодной» лампе. Уравнение (51.8) описывает электромагнитную волну, возбуждаемую в замедляющей системе переменным током  $I(z)e^{j\omega t}$ . Продольная компонента электрического поля в такой волне, очевидно, равна

$$(E_z)_{\text{волны}} = -\frac{\partial U_1}{\partial z}. \quad (51.9)$$

Строго говоря, поле (51.9) не есть еще полное электрическое поле, создаваемое переменным током  $I(z)e^{j\omega t}$ , так как наряду с волной (51.8) в замедляющей системе всегда существуют волны высших типов, местные поля, обусловленные неоднородностями, и, наконец, кулоновское поле переменного заряда пучка  $\rho$ . Статическим полем заряда  $\rho$  можно пренебречь, считая пучок достаточно слабым; остальные поля, казалось бы, нужно учитывать, поскольку они, вообще говоря, такого же порядка, что и поле волны (51.9). Однако, согласно описанному выше механизму работы ЛБВ, взаимодействие электронного пучка с высокочастотным полем будет эффективным только в том случае, если это поле имеет вид волны с фазовой скоростью  $v_\phi$ , близкой к скорости электронов  $v_\phi \approx v_0$ . Поэтому наличие в замедляющей системе других полей кроме волны (51.8) приведет лишь к небольшим возмущениям в электронном токе, влиянием которых на работу ЛБВ можно пренебречь. Это дает, в частности, основание (при условии, что  $\beta_e \approx \beta_0$ ) заменить в правой части уравнения (51.6) полное поле  $E_z$  полем медленной волны  $(E_z)_{\text{волны}} = -\partial U_1 / \partial z$ .

Таким образом, в рассматриваемом приближении работа лампы с бегущей волной описывается системой уравнений (51.6) и (51.8), т. е.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 I}{\partial z^2} + 2j\beta_e \frac{\partial I}{\partial z} - \beta_e^2 I &= j\beta_e \frac{\eta_e v_0}{v_0} \frac{\partial U_1}{\partial z}, \\ \frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2} + \beta_0^2 U_1 &= jX_1 \frac{\partial I}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (51.10)$$

Совместное решение этих уравнений дает значения напряжения в линии  $U_1$  и переменную составляющую конвекционного тока  $I$  как функции расстояния от входа лампы  $z$ . Общее решение системы линейных однородных дифференциальных уравнений (51.10) должно содержать четыре произвольные постоянные, определяемые из условий на входе и выходе лампы. Если, как это обычно бывает, пучок электронов в начале не модулирован ни по плотности, ни по скорости, а выход лампы достаточно хорошо согласован (нет отраженных волн) и волны, бегущие в направлении  $-z$ , отсутствуют, то условия, определяющие постоянные интегрирования, имеют вид при  $z=0$

$$U_1 = U_{\text{вх}}, \quad I = 0, \quad \frac{\partial I}{\partial z} = 0. \quad (51.11)$$

Подставляя в (51.10) решения в виде  $U_1 = Ae^{-\beta z}$  и  $I = B_0 e^{-\beta z}$  и учитывая, что  $\eta_e v_0 / v_0 = \eta I_0 / v_0^2 = I_0 / 2U_0$  ( $U_0$  — напряжение, до которого ускорены в среднем электроны), получаем:

$$\left. \begin{aligned} (\beta_e - \beta)^2 I &= \beta_e \beta \frac{I_0}{2U_0} U_1, \\ (\beta_0^2 - \beta)^2 U_1 &= \beta X_1 I, \end{aligned} \right\} \quad (51.12)$$

откуда условие существования нетривиального решения (характеристическое уравнение) имеет вид

$$(\beta_e - \beta)^2 (\beta_0^2 - \beta^2) = \beta_e \beta^2 X_1 \frac{I_0}{2U_0}. \quad (51.13a)$$

Уравнение четвертого порядка (51.13а) имеет четыре корня, т. е. определяет четыре постоянные распространения для волн, которые могут существовать в ЛБВ в присутствии электронного пучка.

При исследовании корней уравнения (51.13а) мы ограничимся частным случаем, когда начальная скорость электронов  $v_0$  в точности равна фазовой скорости медленной волны, т. е.  $\beta_0 = \beta_c$ . Кроме того, допустим, что безразмерная величина

$$C = \left( \frac{X_1}{\beta_0} \frac{I_0}{2U_0} \frac{1}{2} \right)^{\frac{1}{3}} = \left( \frac{1}{2} Z_0 \frac{I_0}{2U_0} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (51.14)$$

называемая обычно «параметром усиления», мала по сравнению с единицей (в типичных лампах  $C = 10^{-1} - 10^{-2}$ ). Характеристическое уравнение в этих обозначениях записывается так:

$$(\beta_0 - \beta)^3 (\beta_0 + \beta) = 2\beta_0^3 C^3. \quad (51.13б)$$

Поскольку правая часть уравнения (51.13) мала, оно имеет три корня  $\beta_{1, 2, 3} \approx \beta_0$  и один корень  $\beta_4 \approx -\beta_0$ . Для первых трех корней в левой части (51.13) можно приближенно положить  $\beta_0 + \beta \approx 2\beta_0$  и, следовательно,

$$(\beta_0 - \beta)^3 \approx \beta_0^3 C^3 \quad \text{или} \quad \beta_{1, 2, 3} \approx \beta_0 - \beta_0 C \sqrt[3]{1},$$

откуда после извлечения корня из единицы \*) получаем:

$$\left. \begin{aligned} \beta_1 &\approx \beta_0 \left( 1 + \frac{C}{2} \right) + j\beta_0 \frac{\sqrt{3}}{2} C, \\ \beta_2 &\approx \beta_0 \left( 1 + \frac{C}{2} \right) - j\beta_0 \frac{\sqrt{3}}{2} C, \\ \beta_3 &\approx \beta_0 (1 - C). \end{aligned} \right\} \quad (51.15а)$$

Для четвертого корня близка к нулю вторая скобка в (51.13б), а первая приближенно равна  $\beta_0 - \beta \approx 2\beta_0$ , т. е.

$$\beta_4 \approx -\beta_0 \left( 1 - \frac{1}{4} C^2 \right). \quad (51.15б)$$

Таким образом в рассматриваемой модели ЛБВ могут существовать четыре волны: три из них распространяются в положительном направлении оси  $z$  и одна (четвертая) бежит навстречу электронному потоку в направлении  $-z$ . Напряжение  $U_1$  и ток линии  $I_1$  в каждой из волн равны

$$\left. \begin{aligned} U_1^{(p)} &= A_p e^{j\beta_p z}, & I_1^{(p)} &= \frac{1}{Z_p} A_p e^{j\beta_p z}, \\ Z_p &= \frac{U_1^{(p)}}{I_1^{(p)}} = \frac{X_1}{\beta_p} & (p &= 1, 2, 3, 4), \end{aligned} \right\} \quad (51.16)$$

где  $\beta_p$  — одна из постоянных распространения (51.15а) и (51.15б), а  $Z_p$  — соответствующее волновое сопротивление, отличающееся на малую величину от сопротивления «холодной» линии  $Z_0 = X_1/\beta_0$ . Волна, бегущая навстречу электронному потоку, очень мало (на величины порядка  $C^2$ ) отличается от волны в «холодной» линии, что и естественно, так как при существенно

\*)  $(\sqrt[3]{1})_1 = -\frac{1}{2} - j\frac{\sqrt{3}}{2}$ ;  $(\sqrt[3]{1})_2 = -\frac{1}{2} + j\frac{\sqrt{3}}{2}$ ;  $(\sqrt[3]{1})_3 = 1$ .

различных скоростях электромагнитная волна очень слабо взаимодействует с электронным потоком. Из волн, бегущих в одном направлении с электронами, первая (с постоянной распространения  $\beta_1$ ) распространяется немного (на величины порядка  $C$ ) медленнее электронов и возрастает по амплитуде по закону  $\exp\left(\beta_0 \frac{\sqrt{3}}{2} Cz\right)$ , вторая распространяется с той же скоростью, но убывает по закону  $\exp\left(-\beta_0 \frac{\sqrt{3}}{2} Cz\right)$ , а третья бежит быстрее электронов, и ее амплитуда остается постоянной. Локально все волны мало отличаются от волн в холодной системе, но небольшой комплексный добавок в постоянных распространения на достаточно больших расстояниях  $z$  приводит к существенному изменению их напряжений и токов по сравнению с первоначальными.

Полное напряжение в линии равно сумме  $U_1 = \sum_{p=1}^4 U_1^{(p)}$ ; пользуясь условиями (51.11), нетрудно найти амплитуды всех волн. В результате для напряжения в линии получим \*):

$$U_1 = \frac{1}{3} U_{\text{вх}} \left\{ \exp\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \beta_0 Cz\right) e^{-j\beta_0\left(1+\frac{C}{2}\right)z} + \exp\left(-\frac{\sqrt{3}}{2} \beta_0 Cz\right) e^{-j\beta_0\left(1+\frac{C}{2}\right)z} + e^{-j\beta_0(1-C)z} \right\}.$$

Поскольку первый член экспоненциально возрастает, на достаточно большом расстоянии остальными двумя можно пренебречь и положить

$$U_1(z) \approx \frac{1}{3} U_{\text{вх}} e^{\frac{\sqrt{3}}{2} \beta_0 Cz} e^{-j\beta_0\left(1+\frac{C}{2}\right)z}. \quad (51.17a)$$

Таким образом, напряжение в электромагнитной волне  $U_1$  и переносимая ею мощность  $P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \frac{|U_1|^2}{Z_1}$  экспоненциально возрастают по мере увеличения расстояния  $z$  от входа лампы. Если длина замедляющей системы ЛБВ равна  $\hat{L} = N\hat{\lambda}$  \*\*), коэффициент усиления по мощности равен

$$G = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}} = \left| \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{вх}}} \right|^2 = \frac{1}{9} \exp(\sqrt{3} \beta_0 C \hat{L}) = \frac{1}{9} \exp(2\pi \sqrt{3} CN),$$

или в децибелах

$$g = 10 \lg G = -9,54 + 47,3CN [\text{дб}]. \quad (51.18)$$

\*) Отсутствие отраженной волны означает, что  $A_4 = 0$ ; следовательно, при  $z = 0$ ,  $U_{\text{вх}} = A_1 + A_2 + A_3$ . Поскольку выход системы согласован, «парциальные» входные сопротивления каждой из волн равны соответствующим волновым сопротивлениям и приближенно равны друг другу. Отсюда вытекает, что  $A_1 \approx A_2 \approx A_3 \approx \frac{1}{3} U_{\text{вх}}$ .

\*\*\*) Длина волны в замедляющей системе  $\hat{\lambda}$  во столько раз меньше длины электромагнитной волны той же частоты в вакууме  $\lambda$ , во сколько раз  $v_{\phi}$  меньше скорости света  $\hat{\lambda} = 2\pi/\beta_0 = \lambda v_{\phi}/c$ .

Как было уже указано, параметр усиления  $S$  обычно бывает мал, поэтому для получения большого коэффициента усиления нужно конструировать лампы с большим  $N$ , чем и объясняется значительная длина ЛБВ. Принимая, например,  $S = 3 \cdot 10^{-2}$  и взяв  $N = 30$ , получаем  $g = 33$  дб, т. е. уже весьма значительное усиление.

Из выведенных выше формул (51.17) и (51.18) вытекает, что с увеличением длины ЛБВ ее коэффициент усиления и выходная мощность неограниченно возрастают. В то же время ясно, что получить сколь угодно большие мощности на выходе ЛБВ только за счет увеличения ее длины невозможно. Несоответствие это обусловлено тем, что изложенная выше теория есть теория малых сигналов, в основу которой положены линеаризованные уравнения (51.10), пригодные лишь до тех пор, пока  $|I| \ll I_0$  (тока пучка). При нарушении этого неравенства линейное приближение оказывается недостаточным и формулы (51.17) и (51.18) (так же, как и все остальные следствия линейной теории) утрачивают силу. Для расчета выходной мощности в этом случае необходимо пользоваться нелинейной теорией ЛБВ. Останавливаться на этой теории мы не имеем возможности, тем более, что она в настоящее время далека от завершения.

Отметим лишь одну из наиболее важных причин, ограничивающих усиление ЛБВ. Поскольку возрастание мощности высокочастотного сигнала происходит за счет энергии электронов, средняя скорость последних  $v_0$  не остается, строго говоря, постоянной. В результате отдачи энергии волне электронный поток замедляется, выходит из синхронизма с волной и начинает не отдавать энергию, а забирать ее у высокочастотного поля.

Иными словами, начиная с некоторого  $N_{\max}$  ( $N_{\max}$  зависит, вообще говоря, от величины входного сигнала), дальнейшее увеличение  $N$  приводит не к росту, а уменьшению коэффициента усиления и поэтому нецелесообразно. Эта же причина (выход электронов из синхронизма даже при незначительном уменьшении скорости) препятствует получению в ЛБВ высокого электронного кид: электроны вылетают из системы замедления, успев отдать лишь незначительную часть своей кинетической энергии. В обычных ЛБВ кид не превышает поэтому 10—20%. Для увеличения кид в современных лампах с бегущей волной принимаются иногда специальные меры: используются системы замедления, обеспечивающие снижение фазовой скорости волны вблизи выхода лампы (например, спираль с переменным шагом), применяются секционированные замедляющие системы и т. д. Основным недостатком этих методов является увеличение нелинейных искажений [Л. 6. 21].

Согласно формуле (51.18), полученной в предположении  $v_{\phi} = v_0$ , коэффициент усиления ЛБВ зависит от частоты только через  $N = \hat{L}/\hat{\lambda}$ . На самом же деле фазовая скорость волн и волновое сопротивление в любой замедляющей системе является функцией частоты, благодаря чему коэффициент усиления  $G$  существенно зависит от  $\omega$ . Более подробное (без допущения  $\beta_0 = \beta_e$ ) исследование корней уравнения (51.13) показывает, что усиление возможно только при тех частотах, при которых  $v_{\phi}(\omega) \approx v_0$ . Допустимая разница в скоростях по порядку величины равна

$$|v_{\phi}(\omega) - v_0| \lesssim v_0 S.$$

Согласно этому условию рабочая полоса ЛБВ тем шире, чем больше параметр усиления  $S$  и, главное, чем меньше зависит от частоты фазовая скорость волн в системе замедления. С другой стороны, необходимо, чтобы  $v_{\phi}$  была бы много меньше скорости света  $c$ , так как это позволяет, во-первых, употреблять меньшие анодные напряжения в электронной пушке и, во-вторых, уменьшить длину электронного пучка (при заданном  $N$ ), что облегчает его фокусировку.

Таким образом, к системам замедления ЛБВ предъявляются весьма жесткие требования: а) большое замедление; б) малая дисперсия, т. е. слабая зависимость  $v_{\phi}$  от  $\omega$ , и, наконец, в) достаточно сильная компонента ВЧ поля  $E_z$

в тех точках, где проходит электронный пучок (в неявном виде это требование содержится в условии, чтобы  $C$  было не слишком мало). Оказывается, что эти требования до известной степени противоречивы, вследствие чего разработка хороших систем замедления для ЛБВ является весьма сложной проблемой.

На рис. 445, *а*, *б* и *в* изображены три наиболее употребительных типа систем замедления. При помощи таких систем удается добиться замедления электромагнитных волн в 10–40 раз по сравнению со скоростью света при сравнительно удовлетворительной частотной характеристике.

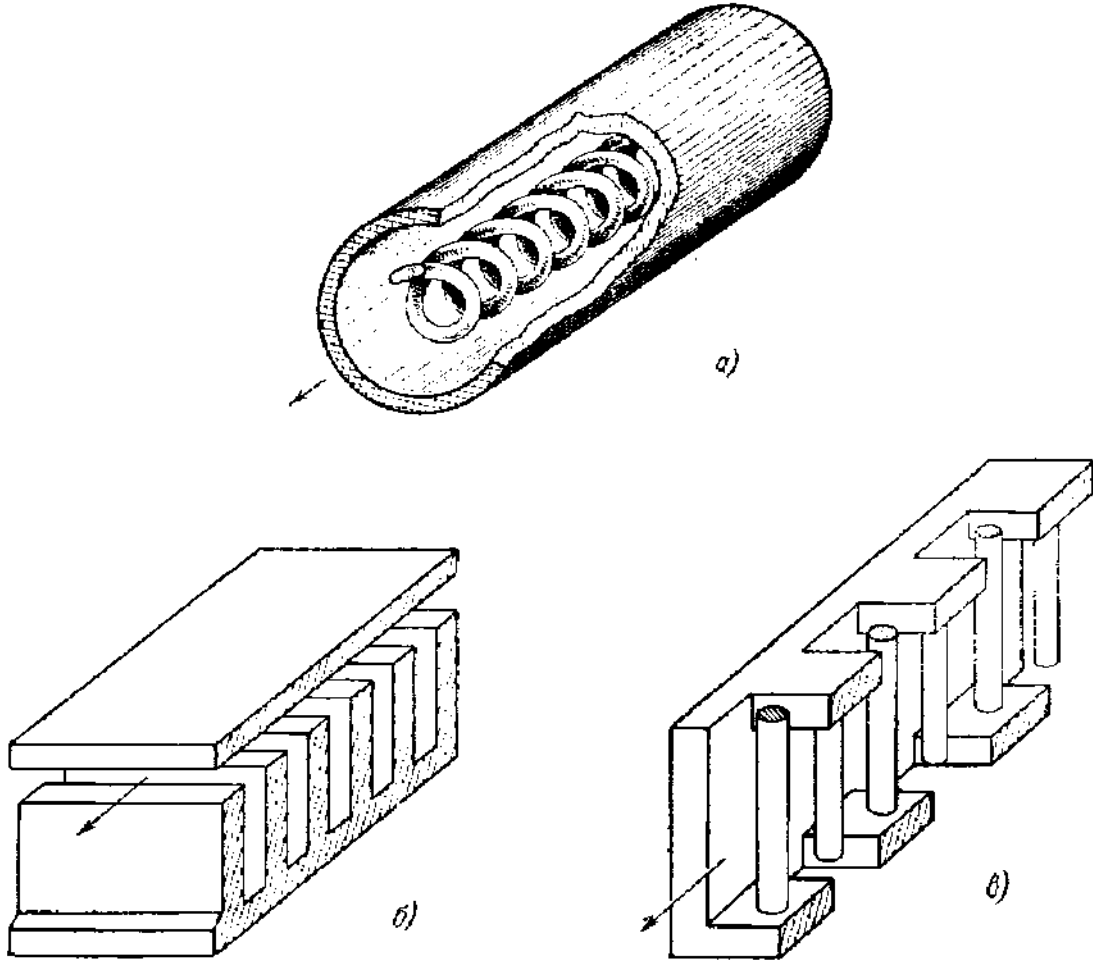


Рис. 445. Системы замедления, применяемые в ЛБВ [Л. 6, 8, 23].

Типичная зависимость  $v_{\phi}/c$  от  $\lambda$  для системы второго типа дана на рис. 446. Как видно из графика, в области сравнительно малых замедлений  $v_{\phi}$  почти постоянна; с уменьшением длины волны замедление растет (причем растет и  $dv_{\phi}/d\omega$ ) и, начиная с некоторого критического значения  $\lambda_{кр}$ , медленная волна вообще перестает существовать. Практически достижимые рабочие полосы ЛБВ составляют от 10–30% рабочей частоты на коротких (начиная от миллиметровых) до 100–150% на сравнительно длинных (до метров) волнах [Л. 6, 24].

Существует еще один тип системы замедления, существенно отличающийся от описанных выше, — это сам электронный пучок. Оказывается, что вдоль потока электронов могут распространяться электромагнитные волны с фазовой скоростью, близкой к скорости электронов, т. е. заведомо медленные. При наличии двух потоков электронов, летящих со слегка различными скоростями, более медленный поток играет роль замедляющей системы ЛБВ. Слабый сигнал, поданный на вход такой двухлучевой лампы, возбуждает в элек-

тронных потоках экспоненциально нарастающую волну, благодаря чему может быть достигнуто значительное усиление. Усилители на двухлучевых лампах имеют ряд преимуществ по сравнению с обычными ЛБВ; в частности, они не требуют изготовления специальных систем замедления, что особенно важно для диапазона миллиметровых волн, где к точности изготовления замедляющих систем предъявляются особо высокие требования.

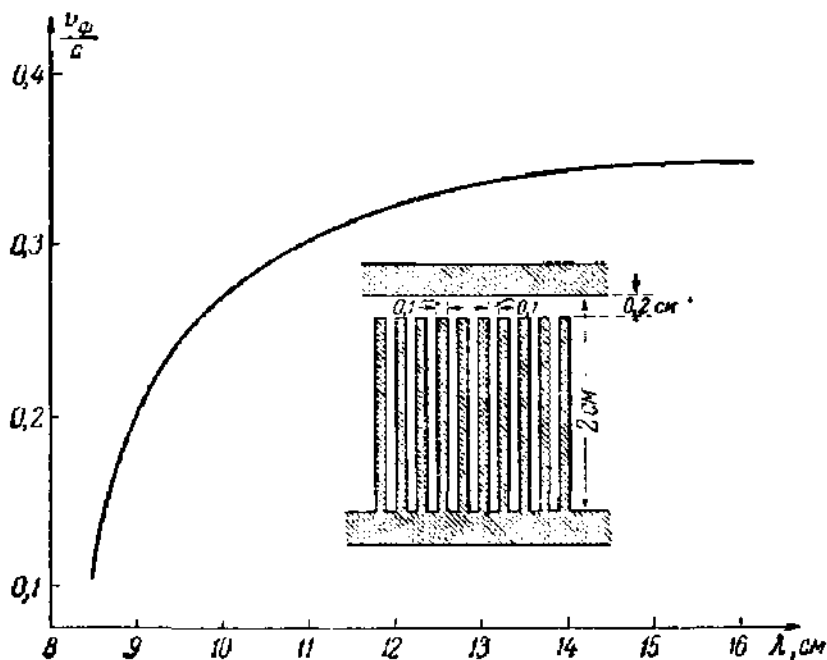


Рис. 446.

Как уже отмечалось выше, главной трудностью при конструировании систем замедления для ЛБВ является противоречивость требований малой дисперсии и сильного замедления. В связи с этим было предложено использовать ЛБВ в режиме, позволяющем применять системы со сравнительно слабым замедлением. Принцип работы ЛБВ в таком режиме, называемом иногда работой на пространственной гармонике, проще всего пояснить, вернувшись к эквивалентной схеме рис. 440, б. При рассмотрении этой схемы было показано, что эффективное взаимодействие электронов с медленной электромагнитной волной имеет место тогда, когда электроны, пролетая вдоль цепочки, проходят каждый последующий промежуток между сетками в одной и той же фазе по отношению к высокочастотному полю. Это осуществляется в частности, при  $v_{\phi} \approx v_0$ .

Нетрудно, однако, видеть, что правильная фазировка может быть выполнена и для более медленных электронов: необходимо только, чтобы время пролета от одной ячейки цепочки до другой  $D/v_0$  ( $D$  — расстояние между последующими парами сеток) отличалось бы от времени запаздывания электромагнитного поля  $D/v_{\phi}$  на целое число периодов высокочастотных колебаний.

Условие синхронизации в более общей формулировке имеет, следовательно, вид

$$\frac{D}{v_0} = \frac{D}{v_{\phi}} + mT \quad \text{или} \quad \beta_e \approx \beta_0 + m \frac{2\pi}{D}, \quad (51.19)$$

где  $T = 2\pi/\omega$  — период колебаний,  $\beta_e = \omega/v_0$ ,  $m$  — целое число. Условие (51.19) показывает, таким образом, что в замедляющей системе с сетками электроны могут взаимодействовать с электромагнитной волной и в том случае, если волна быстрая ( $v_{\phi} \gg v_0$ ). Взаимодействие происходит так же, как и с медленной волной, с той лишь разницей, что поле между сетками  $2m$  раз меняет знак за время пролета электронов между ячейками.

В реальных замедляющих системах для ЛБВ (например, типа гребенки, изображенной на рис. 445, б) сетки в пространстве взаимодействия отсутствуют и взаимодействие электронного пучка с волной происходит непрерывно на всем расстоянии от пушки до коллектора. Поле медленной волны не является чисто синусоидальной функцией координаты  $z$ , а «замодулировано» в пространстве с периодом, равным пространственному периоду замедляющей системы  $D$ , т. е.

$$E_z = E_z^0(z) e^{-j\beta_0 z}, \quad (51.20)$$

где  $E_z^0(z)$  — периодическая (с периодом  $D$ ) функция  $z$  \*). Разлагая  $E_z^0(z)$  в комплексный ряд Фурье

$$E_z^0 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_m e^{-j\frac{2\pi}{D} m z}$$

и подставляя результат разложения в (51.20), получаем, что волна в системе замедления, представляющей собой периодическую структуру, может быть представлена в виде суперпозиции бесконечного числа чисто синусоидальных волн (гармоник)

$$E_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_m e^{-j\beta_m z} \quad (51.21)$$

с постоянными распространения

$$\beta_m = \beta_0 + m \frac{2\pi}{D}. \quad (51.22a)$$

Таким образом, в волне, бегущей вдоль замедляющей системы с периодической структурой, всегда можно выделить гармонические составляющие со сколь угодно большими постоянными распространения, т. е. со сколь угодно малыми фазовыми скоростями \*\*)

$$v_{\Phi}^{(m)} = \frac{\omega}{\beta_m} = \frac{\omega}{\beta_0 + m \frac{2\pi}{D}}. \quad (51.22b)$$

Отсюда следует, что взаимодействие медленного электронного потока с электромагнитной волной может быть, вообще говоря, обеспечено даже при относительно большой фазовой скорости у основной (нулевой) гармоники этой волны  $v_{\Phi}^0 = \omega/\beta_0$  — достаточно подобрать ускоряющее напряжение так, чтобы  $v_0 \approx v_{\Phi}^{(m)}$  или, что то же самое,  $\beta_e \approx \beta_m$  (условие (51.19)). При этом

\*) Если пространственный период системы замедления  $D$  мал по сравнению с  $1/\beta_0$ , а пучок электронов пролетает на расстоянии  $r \gg D_0$  от стенок, то пространственная модуляция выражена слабо,  $E_z^0 \approx \text{const}$  и волну можно считать чисто синусоидальной, как это и было предположено при построении приближенной теории ЛБВ.

\*\*) Групповые скорости у всех гармоник одинаковы:  $v_{\text{гр}}^{(m)} = (\partial\beta_m/\partial\omega)^{-1} = (\partial\beta_0/\partial\omega)^{-1} = v_{\text{гр}}^0$ . Следует заметить, что пространственные гармоники, представляющие собой результат разложения поля реально существующей волны (51.20) в ряд Фурье, не являются независимыми волнами и не могут существовать в замедляющей системе порознь друг от друга.



все остальные гармоники, кроме  $m$ -й, имеющие  $v_{\phi}^{(m)} \neq v_0$ , будут вызывать лишь незначительные возмущения в токе пучка и их влиянием на работу ЛБВ в первом приближении можно пренебречь.

Возможность работы на пространственных гармониках существенно облегчает конструирование замедляющих систем ЛБВ, особенно для диапазона миллиметровых волн. Не следует, однако, думать, что таким образом разрешаются все трудности. Дело в том, что эффективность работы ЛБВ (в частности, параметр усиления  $S$ ) существенно зависит от относительной величины амплитуды  $\mathcal{E}_m$  той гармоники, на которой осуществляется взаимодействие между электронным потоком и электромагнитной волной. Эти амплитуды, вообще говоря, убывают с ростом номера гармоники, вследствие чего использование гармоник с  $m > 2$  оказывается, по-видимому, нецелесообразным.

В заключение отметим еще одну важную особенность ЛБВ, существенно отличающую ее от усилительных ламп других типов. Особенность эта заключается в возможности появления внутренней обратной связи при работе усилителя на несогласованную нагрузку. В самом деле, согласно изложенной выше элементарной теории, в рабочем тракте ЛБВ могут существовать три прямые волны (из которых одна — экспоненциально нарастающая — обеспечивает усиление) и одна обратная волна, бегущая навстречу электронному потоку, т. е. от выхода лампы к ее входу. Если выход лампы идеально согласован, как это предполагалось до сих пор, то отраженная волна отсутствует; при рассогласованном выходе усиленный сигнал частично отражается и возникает обратная волна с амплитудой, пропорциональной напряжению на выходе.

Таким образом, на вход лампы подается, кроме внешнего сигнала, напряжение, пропорциональное напряжению на выходе, т. е. появляется внутренняя обратная связь, нарушающая нормальный режим работы и способная, как известно, привести к самовозбуждению усилителя. Для подавления обратной волны выход ЛБВ должен быть хорошо согласован в полосе, во всяком случае не менее широкой, чем полоса усиления. Поскольку последняя достигает сотен и даже тысяч мегагерц, конструирование широкополосного выходного (и входного) устройства для ЛБВ является весьма сложной задачей. Задача эта относится, по сути дела, к электродинамике сверхвысоких частот и не может быть освещена здесь с достаточной полнотой.

Отметим лишь, что, несмотря на специальные согласующие устройства, обратную связь полностью ликвидировать не удается и для ее подавления в рабочем тракте ЛБВ ставятся обычно добавочные поглотители. Коэффициент усиления при этом несколько снижается\*), но зато достигается устойчивая работа лампы.

**2. Лампа с обратной волной (ЛОВ, или карцилотрон).** Генерация, возникающая в ЛБВ с рассогласованным выходом, указывает на возможность применения ЛБВ не только в усилительном, но при наличии должным образом подобранной обратной связи и в генераторном режиме. Чтобы выяснить особенности работы ЛБВ в качестве генератора, допустим, что отраженная волна внутри лампы тем или иным способом подавлена, а обратная связь осуществляется через внешнюю цепь (линию передачи, связывающую вход лампы с ее выходом, как это изображено на рис. 447). Отметим сразу, что строгая теория такого генератора неизбежно связана с учетом нелинейных эффектов в ЛБВ и наталкивается поэтому на большие математические трудности. По этой причине мы остановимся здесь лишь на некоторых простейших свойствах генератора, оставляя в стороне вопросы, связанные с мощностью, кпд формой колебаний и т. д.

Для возникновения генерации в схеме, изображенной на рис. 447, необходимо, очевидно, чтобы усиление, обеспечиваемое лампой, было бы достаточно

\*) В литературе имеются сведения о применении ферритовых поглотителей, поглощающих обратную волну и почти не влияющих на прямую. Однако такие системы имеют пока сравнительно узкую полосу.

для компенсации расхода мощности в линии обратной связи и в нагрузке. Отсюда сразу следует, что частота генерируемых колебаний \*)  $\omega_r$  должна быть такова, чтобы

$$v_\phi(\omega_r) \approx v_0 \quad \text{или} \quad \beta_0(\omega_r) \approx \beta_e, \quad (51.23)$$

так как только на такой частоте может быть обеспечено нужное усиление \*\*).

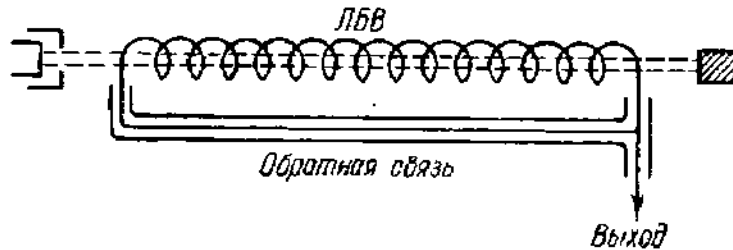


Рис. 447.

Кроме того, в режиме генерации полное изменение фазы волны вдоль замкнутого пути лампы — линия обратной связи должно быть кратно  $2\pi$ , т. е. необходимым условием генерации является

$$\beta_0 \hat{L} + \beta_{св} L_{св} + \Delta = 2\pi n. \quad (51.24)$$

Здесь  $\beta_0 \hat{L} = 2\pi \hat{L} / \lambda$  — приращение фазы в замедляющей системе лампы (для простоты возмущение  $\beta_0$  электронным потоком не учитывается);  $\beta_{св} L_{св} = 2\pi L_{св} / \lambda_{св}$  — приращение фазы в линии обратной связи ( $\beta_{св}$  — постоянная распространения,  $L_{св}$  — длина);  $\Delta$  — поправка, учитывающая сдвиг фазы в сочленениях (в первом приближении ее можно считать не зависящей от частоты).

Уравнение (51.23) показывает, что при выполнении всех прочих условий частота колебаний, генерируемых ЛБВ, определяется дисперсионной характеристикой системы замедления и скоростью электронов в пучке, которая в свою очередь определяется напряжением  $U_0$  на аноде электронной пушки. Таким образом, открывается, казалось бы, возможность «электронной» (т. е. посредством изменения анодного напряжения) перестройки частоты генератора в весьма широких пределах.

Однако непрерывной перестройке генератора препятствует условие (51.24): например, при увеличении  $U_0$  частота  $\omega_r$ , согласно графику рис. 448, должна уменьшаться;  $\beta_0 \approx \beta_e$  при этом уменьшается,  $\beta_{св} = \omega_r / v_{св} = 2\pi / \lambda_{св}$  тоже уменьшается, условие (51.24) нарушается, и генерация прекращается. При дальнейшем увеличении  $U_0$ , когда полное приращение фазы окажется равным  $2\pi(n-1)$ , генерация может возобновиться и т. д. В результате при изменении анодного

\*) Предполагается, что форма генерируемых колебаний близка к синусоидальной.

\*\*\*) При  $v_\phi \approx v_0$  усиление ЛБВ пропорционально произведению параметра усиления  $S$  на число волн, укладываемых вдоль системы замедления  $N$ . Условие возникновения генерации в этом случае

$$SN \geq A,$$

где величина  $A$  определяется обратной связью и величиной нагрузки. Поскольку  $S^3$  пропорциональна току  $I_0$  электронного пучка, то отсюда видно, что существует начальное значение тока  $I_0^{нач}$ , ниже которого генерация невозможна. Необходимые и достаточные условия самовозбуждения генератора можно получить, оставаясь в рамках линейной теории и пользуясь приближенными уравнениями ЛБВ типа (51.5) — (51.9).

напряжения генератор «перебрасывается» из одной зоны генерации в другую и непрерывной перестройки частоты не происходит \*) (рис. 448, б).

Для осуществления непрерывной электронной перестройки частоты орган обратной связи должен быть сконструирован таким образом, чтобы при изменении анодного напряжения баланс фаз (51.24) не нарушался. Это означает,

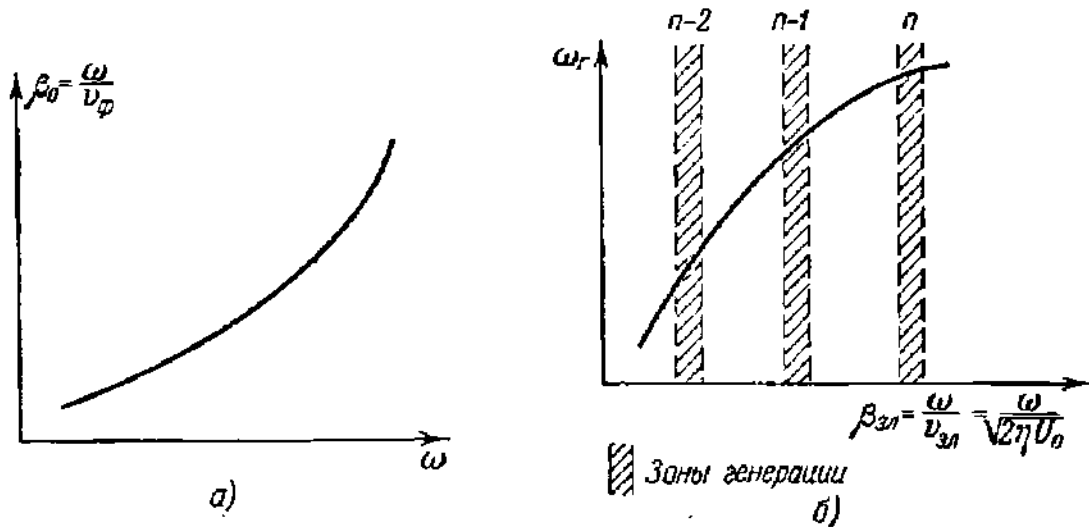


Рис. 448.

что если  $\beta_r \approx \beta_0$  уменьшается с увеличением анодного напряжения  $U_0$ , то постоянная распространения в цепи обратной связи  $\beta_{св}$  должна увеличиваться в соответствующей пропорции с ростом частоты. Такая обратная связь может быть осуществлена только при помощи второго электронного пучка (рис. 449, а). Переменное напряжение, поступающее на катушку 1 с выхода ЛБВ, создает во вспомогательном электронном пучке возмущение, распространяющееся справа налево со скоростью, равной примерно скорости электронов  $v_0^{обр}$ . Этот сигнал снимается катушкой 2 и поступает на вход лампы. Очевидно, что при увеличении анодного напряжения в основном пучке  $U_0$  напряжение пучка обратной связи  $U_0^{обр}$  всегда может быть уменьшено настолько, что величина

$$\beta_0 \dot{L} + \beta_{св} L_{св} = \frac{\omega}{V 2\tau U_0} \dot{L} + \frac{\omega}{V 2\tau U_0^{св}} L_{св}$$

осталась бы без изменения. Синхронизируя таким образом анодные напряжения обоих пучков, можно осуществить непрерывную электронную перестройку генератора на ЛБВ в очень широкой полосе частот (определяемой полосой высокочастотного тракта — системы замедления, входного и выходного устройств и т. д.).

С конструктивной точки зрения лампу с двумя электронными пучками нельзя признать удачной. В связи с этим возникает вопрос о возможности совмещения в одном электронном пучке двух функций — усиления высокочастотных колебаний и обеспечения обратной связи. Для осуществления обратной связи необходимо, очевидно, чтобы поток электронов двигался бы

\*) В обычных ЛБВ в целях расширения полосы усиления применяются замедляющие системы с возможно малой дисперсией. Для таких ламп условие  $v_\phi(\omega_r) \approx v_0$  выполняется сразу для нескольких зон и генератор может генерировать одновременно целый спектр частот. Узкополосный фильтр в цепи обратной связи оставляет, конечно, только узкую полосу частот, но уничтожает возможность электронной перестройки.

навстречу потоку энергии электромагнитной волны, бегущей вдоль замедляющей системы, т. е. чтобы электронная пушка была бы расположена на выходе лампы (рис. 449, б). С другой стороны, эффективное взаимодействие электронов с бегущей волной (а следовательно, и усиление) достигается только в том случае, если фазовая скорость волны совпадает по величине и направлению со скоростью электронов, т. е. тоже направлена навстречу

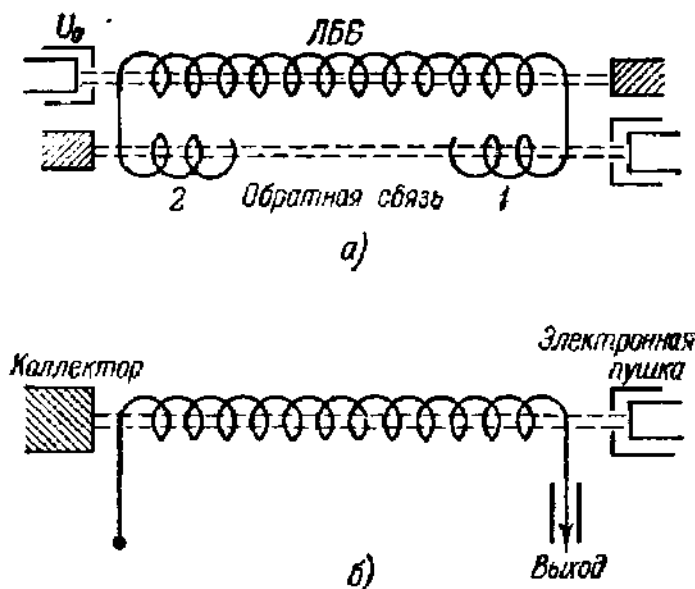


Рис. 449.

потоку энергии. Отсюда следует, что в перестраиваемом генераторе с одним электронным потоком должна быть применена специальная замедляющая система: фазовая скорость волны, распространяющейся вдоль такой системы,  $v_\phi = \omega/\beta_0$  должна быть противоположна по направлению групповой скорости\*)  $v_{гр} = \frac{d\omega}{d\beta_0} = v_\phi \left(1 - \frac{\omega}{v_\phi} \frac{dv_\phi}{d\omega}\right)^{-1}$ . Такие волны называют иногда обратными волнами (не смешивать с обратными волнами, возникающими при отражении в обычных системах, где  $v_\phi v_{гр} > 0$ ); обратные волны, кстати, всегда характеризуются аномальной дисперсией — их фазовая скорость увеличивается с ростом частоты.

Замедляющие системы, обладающие указанным выше свойством, могут быть изготовлены в виде гребенок, изображенных на рис. 445, в. Следует, однако, заметить, что в генераторе с электронной перестройкой может быть использована и обычная замедляющая система, изображенная на рис. 445, б с достаточно резко выраженной периодической структурой. В такой системе среди пространственных гармоник волны (см. формулу (51.21)) будут составляющие как с положительной ( $m > 0$ ), так и с отрицательной  $\left(0 < -\frac{2\pi m}{D} < \beta_0\right)$

фазовой скоростью; групповая же скорость для всех гармоник одинакова  $v_{гр} = d\omega/d\beta_0 > 0$ . В этом случае в генераторе используется взаимодействие электронного пучка не с основной (нулевой) гармоникой, а с одной из «обратных» гармоник — чаще «минус первой» или «минус второй».

Первые образцы ламп с обратной волной (сокращенно ЛОВ) были сконструированы, по-видимому, Компфнером (Англия) и Варнеком (Франция) в 1952 г. Схематическое изображение такой лампы с замедляющей системой в виде

\*) Групповая скорость  $v_{гр}$  связана с полным потоком мощности  $P$  соотношением  $P = v_{гр} W_1$ , где  $W_1$  — средний запас энергии электромагнитного поля на единицу длины замедляющей системы.

гребенки приведено на рис. 450. Пучок электронов, вылетающий из пушки, расположенной на выходном конце лампы, попадает сразу в сильное высокочастотное поле. По мере продвижения вдоль замедляющей системы электроны отдают энергию электромагнитной волне, причем переменная составляющая тока в пучке возрастает и достигает максимального значения на входе. (Распределение амплитуд электромагнитной волны и переменной составляющей тока пучка вдоль лампы изображено на рис. 450 внизу.) Тем самым обеспечивается как необходимая для поддержания генерации «подкачка» энергии в высокочастотном поле, так и достаточно сильная обратная связь. Чтобы при рассогласованном выходе не возникла паразитная обратная связь,

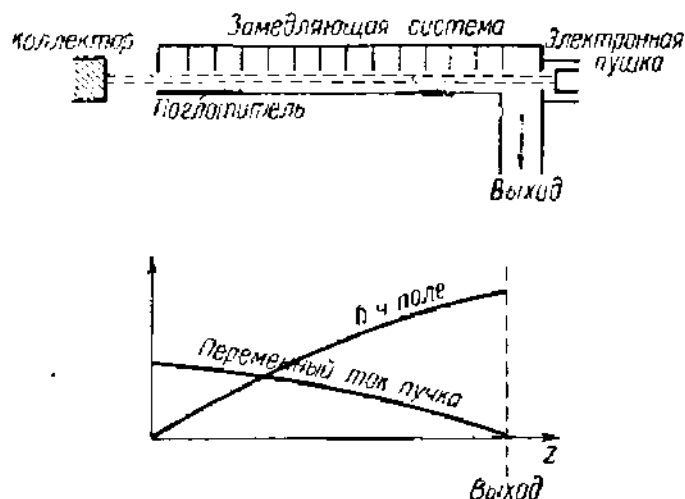


Рис. 450.

в начале замедляющей системы ставится поглотитель, подавляющий отраженную от выходного устройства волну. Фокусировка электронного пучка осуществляется, как и в обычной ЛБВ, продольным магнитным полем, создаваемым специальной катушкой.

Главным достоинством генератора с ЛОВ является весьма широкий диапазон электронной перестройки. В некоторых конструкциях ЛОВ, изменяя должным образом напряжение на электронной пушке, можно менять частоту генерируемых колебаний в 1,5 раза и даже 2 раза при относительно небольшом изменении мощности (по-

рядка нескольких децибел). Это свойство генератора весьма важно для скоростного кодирования высокочастотного сигнала. Существенным преимуществом ЛОВ перед другими генераторами СВЧ, например магнетронами, является также независимость частоты генерируемых колебаний от нагрузки при достаточно надежном подавлении отраженной волны. Коэффициент полезного действия ЛОВ достигает 15--20% и, по-видимому, не может быть существенно увеличен, так как электроны, отдавшие волне лишь незначительную часть энергии, уже выходят из синхронизма. [Л. 6. 24].

Как уже было упомянуто выше (см. сноску на стр. 329), самовозбуждение ЛБВ с обратной связью, а следовательно, и ЛОВ происходит только в том случае, если ток электронного пучка  $I_0$  больше некоторого начального тока  $I_0^{нач}$ , величина которого определяется конструкцией лампы и нагрузкой. В недовозбужденном режиме ( $I_0 < I_0^{нач}$ ) ЛОВ может работать как усилитель — для этого со стороны коллектора лампа должна быть снабжена входным устройством, согласующим внешний тракт с системой замедления. В качестве усилителя ЛОВ обладает сравнительно узкой рабочей полосой (благодаря дисперсии волн в системе замедления условие  $v_{ф}(\omega) \approx v_0$  выполняется для узкого интервала частот), причем перестройка такого усилителя по диапазону осуществляется изменением анодного напряжения.

**3. ЛБВ и ЛОВ со скрещенными магнитным и электростатическим полями (ЛБВ и ЛОВ типа М).** Низкий электронный коэффициент полезного действия и сравнительно малая мощность ЛБВ и ЛОВ объясняются тем, что, отдавая энергию высокочастотному полю, электроны, летящие вдоль замедляющей системы, теряют скорость и, следовательно, довольно быстро выходят из синхронизма. Для поддержания нужной скорости электронов предлагались различные варианты ламп. Наиболее удачной из них является, по-видимому, лампа, в которой электронный пучок направляется скрещенными

однородными магнитным и электростатическим полями (ЛБВ или ЛОВ типа М) [Л. 6. 24].

В ЛБВ типа М (рис. 451) магнитное поле направлено перпендикулярно к направлению распространения волны. Катод располагается сбоку от основного тракта рядом с пластинкой, на которую подано отрицательное (по отношению к катоду) напряжение. Электроны, вылетевшие из катода, заворачиваются магнитным полем и в отсутствие высокочастотного поля летят далее по прямой со скоростью  $v_0 = 10^8 \frac{U}{d} H$  ( $d$  — расстояние между замедляющей системой и отрицательным электродом,  $U$  — постоянное напряжение между

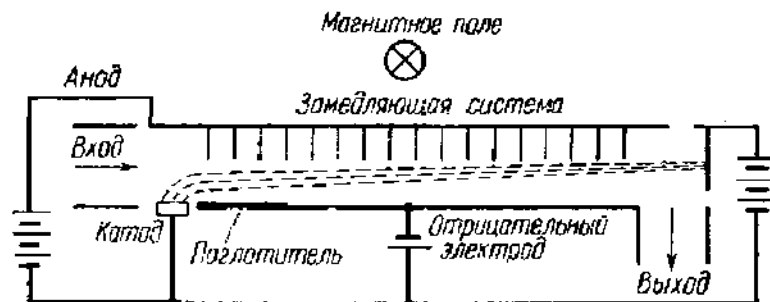


Рис. 451.

ними,  $H$  — напряженность магнитного поля). Взаимодействие электронов с медленной электромагнитной волной происходит в такой системе почти так же, как и в обычной ЛБВ (или ЛОВ), однако, как нетрудно показать, в результате отдачи энергии высокочастотному полю скорость электронов в продольном направлении в первом приближении не изменяется, а работа совершается за счет изменения потенциальной энергии электронов, приближающихся постепенно к аноду \*).

Благодаря этой особенности КПД лампы типа «М» приближенно определяется лишь разностью потенциалов постоянного электрического поля, проходимой электронами на всем пути вдоль системы замедления

$$\text{КПД} = 1 - \frac{U_{\text{нач}}}{U},$$

где  $U_{\text{нач}}$  характеризует уровень, на котором электроны попадают в пространство взаимодействия. Практически электронный коэффициент полезного действия ЛБВ типа М может быть доведен до 40—45%, а коэффициент усиления до 12—15 дБ при мощности на выходе несколько сотен ватт.

\*) В этом отношении ЛБВ со скрещенными полями похожа на «развернутый» многокамерный магнетрон. Иногда ее поэтому называют магнетронным усилителем. Употребляются также ЛОВ и ЛБВ типа М, «свернутые» в кольцо; отличие их от обычного магнетрона заключается в расположении катода, вынесенного из пространства взаимодействия, а также в структуре высокочастотного поля, имеющего вид бегущей, а не стоячей, как в магнетроне (§ 52), волны (благодаря чему исключается обратная связь, приводящая к самовозбуждению магнетрона).

В последнее время появились лампы, занимающие промежуточное положение между ЛБВ типа М и магнетроном, — амплитроны. Катод в этих лампах такой же, как в магнетроне, а анодный блок представляет собой замедляющую систему с разделенными входом и выходом. Усилитель такого типа имеет коэффициент усиления ~ 10 дБ, КПД до 70%, мощность до 1—2 мвт в импульсе (средняя мощность 1200 вт) при полосе порядка 10% [Л. 6. 24].

ЛОВ типа М (или «карциноотрон» типа М) также характеризуется весьма высоким кпд. Генератор на такой лампе дает мощность порядка киловатта (в непрерывном режиме) и допускает электронную перестройку частоты в широком диапазоне. Например, описан карциноотрон типа М с непрерывной перестройкой от  $\lambda = 10$  см до  $\lambda = 17$  см при мощности 300—400 вт [Л. 6. 24].

## § 52. Многорезонаторные магнетроны

1. Движение пространственного заряда в магнетроне. Появившийся в качестве одного из вариантов разрезного магнетрона многорезонаторный магнетрон, в отличие от описанных выше магнетронов (§ 48), получил исключительно большое практическое применение. Многорезонаторные магнетроны позволяют в сантиметровом и миллиметровом диапазонах радиоволн получать мощность большую, чем любые другие генераторы, и притом с лучшим кпд. В радиолокационных передатчиках генераторной лампой большей частью является многорезонаторный магнетрон.

Несмотря на большое практическое значение многорезонаторного магнетрона, его теория еще не завершена. Исследование электроники многорезонаторного магнетрона встречается с большими трудностями и оказывается возможным только при условии различных упрощений. Тем не менее с помощью приближенной теории были разработаны методы инженерного расчета магнетронов, удовлетворяющие, вообще говоря, запросам практики. Здесь мы не имеем возможности останавливаться на этих методах и ограничимся общими представлениями об электронных процессах в многорезонаторных магнетронах.

К электронике магнетрона можно подойти с двух сторон. Во-первых, можно изучать траектории отдельных электронов и, во-вторых, движение всего электронного пространственного заряда, так сказать, в целом, не обращая внимания на «смену его состава», т. е. на приход в него и уход из него отдельных электронов. Исследуем сначала движение электронов в магнетроне со второй точки зрения.

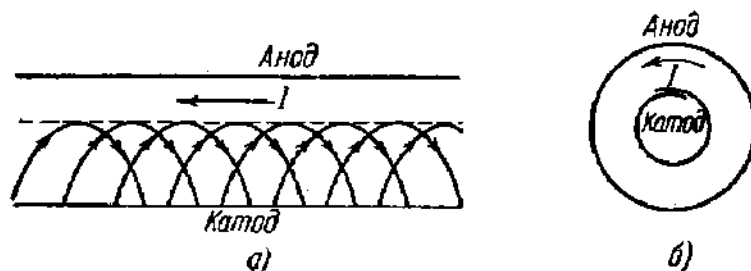


Рис. 452.

Рассмотрим длинный плоский магнетрон при  $H > H_{кр}$ . Электроны, эмиттированные катодом, заполняют часть междуэлектродного пространства, причем каждый из них будет иметь слагающую скорости, параллельную катоду и направленную (на рис. 452, а) слева направо. Можно сказать, что параллельно электродам течет ток или, что то

же самое, в этом направлении непрерывно перемещается облако пространственного заряда.

«Сворачивая» плоский магнетрон в трубку (рис. 452, б), мы получим цилиндрический магнетрон. Ток переносного движения электронов делается кольцевым, и в магнетроне получится периодическое движение — вращение облака пространственного заряда. Можно осуществить взаимодействие между высокочастотным полем и вращением электронного облака и получить при соответствующих условиях колебания высокой частоты.

Найдем частоту вращения электронного облака. Скорость переносного движения в скрещенных полях (§ 2) равна

$$u = c \frac{E}{H},$$

и круговая частота будет

$$\bar{\omega} = \frac{u}{r} = c \frac{E}{Hr}. \quad (52.1)$$

Эта частота не равна циклотронной частоте  $\omega = \eta H/c$ . Как видно из (52.1),  $\bar{\omega}$  зависит от  $r$ . Например, если пространственный заряд очень мал, то  $E \propto 1/r$ , так что  $\bar{\omega} \propto 1/r^2$ .

В общем случае, значит, различные части вращающегося пространственного заряда имеют различные угловые скорости. Но возможно такое его распределение, при котором  $\bar{\omega}$  не будет зависеть от  $r$  и все облако электронов будет вращаться как твердое тело, своего рода «электронный ротор».

Предположим, что объемная плотность заряда  $\rho = \text{const}$ . Применим теорему Гаусса к цилиндру радиуса  $r$  коаксиальному с магнетроном. Из симметрии относительно оси следует:

$$E = 4\pi \frac{\pi r^2 \rho l}{2\pi r l} = 2\pi r \rho$$

и

$$\bar{\omega} = \frac{cE}{Hr} = \frac{c}{H} 2\pi\rho = \text{const}. \quad (52.2)$$

Потенциал на расстоянии  $r$  от оси будет

$$U_r = \int_{r_k}^r E dr = 2\pi\rho \int_{r_k}^r r dr = \pi\rho r^2 \left(1 - \frac{r_k^2}{r^2}\right). \quad (52.3)$$

На аноде  $r = r_a$ ,  $U_r = U_a$  и

$$\rho = \frac{U_a}{\pi r_a^2 \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)} \approx \frac{U_a}{\pi r_a^2}. \quad (52.4)$$



Отсюда угловая скорость  $\omega$ , одинаковая для всего электронного облака, равна

$$\omega = 2 \frac{c}{H} \frac{U_a}{r_a^2 \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)} \approx \frac{2cU_a}{Hr_a^2}. \quad (52.5)$$

**2. Взаимодействие между пространственным зарядом и полем в многорезонаторном магнетроне.** Естественно возникает вопрос, какой вид должно иметь ВЧ поле в пространстве взаимодействия (пространстве между катодом и анодом магнетрона), чтобы установился эффективный обмен энергией между полем и вращающимся электронным облаком. Очевидно, что сплошной магнетрон, где возможно только радиальное ВЧ поле, для этой цели непригоден. В разрезном магнетроне, где благодаря ВЧ напряжению между сегментами в пространстве анод — катод имеется азимутальная компонента ВЧ поля, взаимодействие вращающегося облака с полем оказывается возможным. Для обеспечения эффективной передачи энергии от электронов полю необходимо, чтобы под действием ВЧ поля во вращающемся электронном облаке образовались бы радиальные сгустки («спицы») и чтобы эти сгустки проходили мимо щелей в анодном блоке в нужной фазе, а именно в тормозящем поле. Иными словами, для возбуждения колебаний в магнетроне должна соблюдаться синхронность колебаний анодного контура и вращения электронного облака; как будет показано ниже, это условие аналогично соответствующему условию синхронизма между скоростью пучка и фазовой скоростью волны в замедляющей системе ЛБВ.

Чтобы найти условие синхронизма, рассмотрим сначала самый простой случай: двухсегментный магнетрон, в котором вращается только

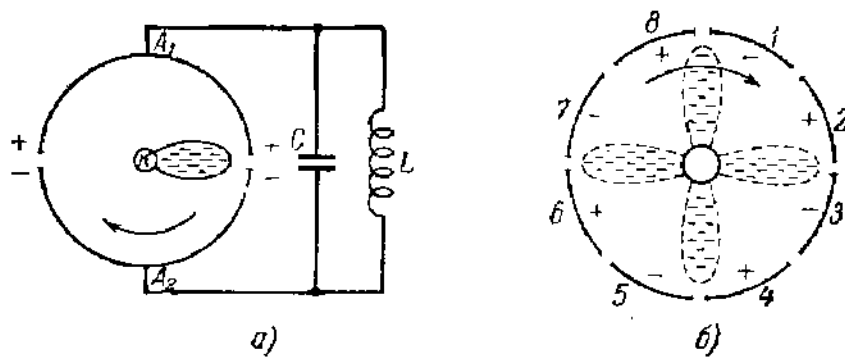


Рис. 453.

один радиальный сгусток, электронный ротор с одной только «спицей» (рис. 453, а). Вопрос об образовании сгустка мы пока оставим в стороне. Эффективное взаимодействие электронов с волной следует ожидать, как уже было отмечено, в том случае, если вращение сгустка синхронизировано с колебаниями в контуре, а именно период обращения сгустка  $\bar{\tau}$  равняется периоду колебаний контура  $T = 2\pi/\omega$ .

В самом деле, тогда сгусток, находящийся против середины первой щели в момент наибольшего торможения, т. е. когда на нижнем сегменте  $A_2$  самое низшее напряжение, через время  $\bar{\tau}/2 = T/2$  будет находиться против середины второй щели, но за это время знаки сегментов  $A_1$  и  $A_2$  изменятся на обратные и сгусток около второй щели испытает опять максимальное торможение. Контур каждые полпериода будет получать толчок, и в нем будут поддерживаться колебания.

Итак, в наивыгоднейших условиях — при двух щелях (и одном сгустке):

$$\bar{\omega} = \omega, \quad \bar{\tau} = T, \quad \omega = \frac{2\pi}{T},$$

что соответствует длине волны в свободном пространстве

$$\lambda_0 = cT = c \frac{2\pi}{\omega} = \frac{\pi H (r_a^2 - r_k^2)}{U_a}, \quad (52.6)$$

или, если  $H$  выразить в эрстедах,  $U_a$  — в вольтах,  $r_a$ ,  $r_k$  — в сантиметрах:

$$\lambda_0 = \frac{300\pi H (r_a^2 - r_k^2)}{U_a} \approx \frac{942H (r_a^2 - r_k^2)}{U_a} \text{ [с.м.]}. \quad (52.7)$$

В многорезонаторном магнетроне, например в первом многорезонаторном магнетроне Алексеева и Малярова, построенном в лаборатории М. А. Бонч-Бруевича в 1939 г. (рис. 454), колебательные контуры подключены к каждой паре сегмен-

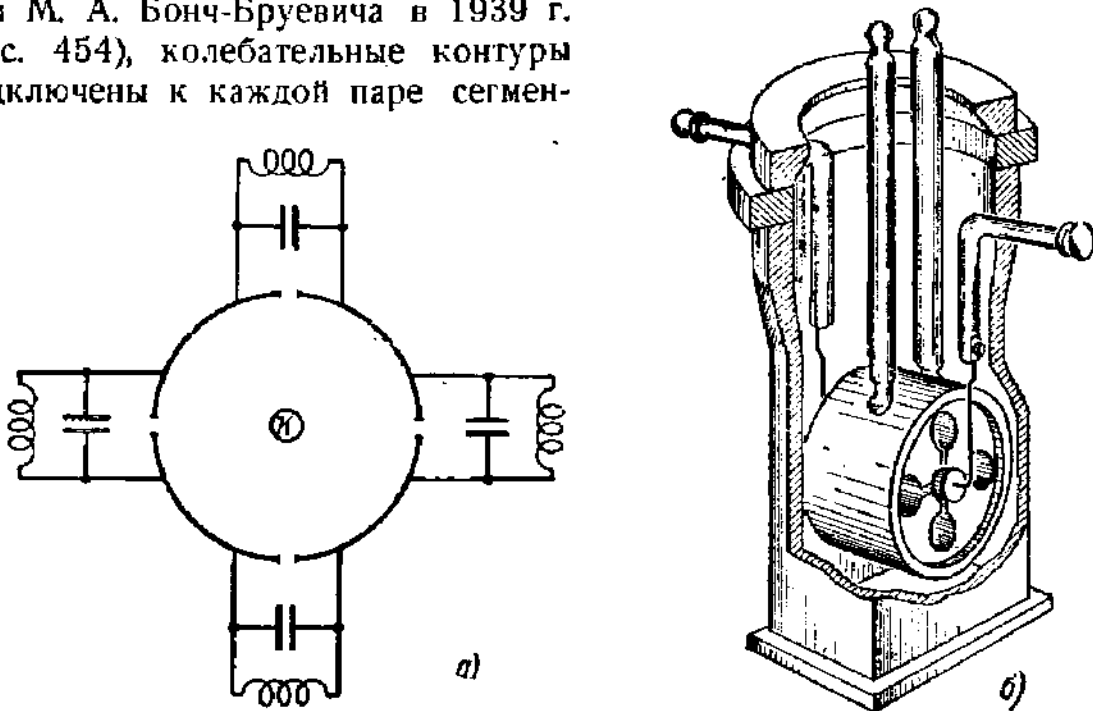


Рис. 454. Магнетрон Алексеева и Малярова.

а — эквивалентная схема; б — внешний вид.

тов. В такой многоконтурной колебательной системе возможны колебания различных типов с близкими резонансными частотами (слабо

связанные контуры). Наиболее интересными с точки зрения взаимодействия с вращающимся электронным облаком являются так называемые «колебания типа  $\pi$ », когда соседние контуры колеблются в противофазе (знаки напряжений на сегментах показаны на рис. 453, б).

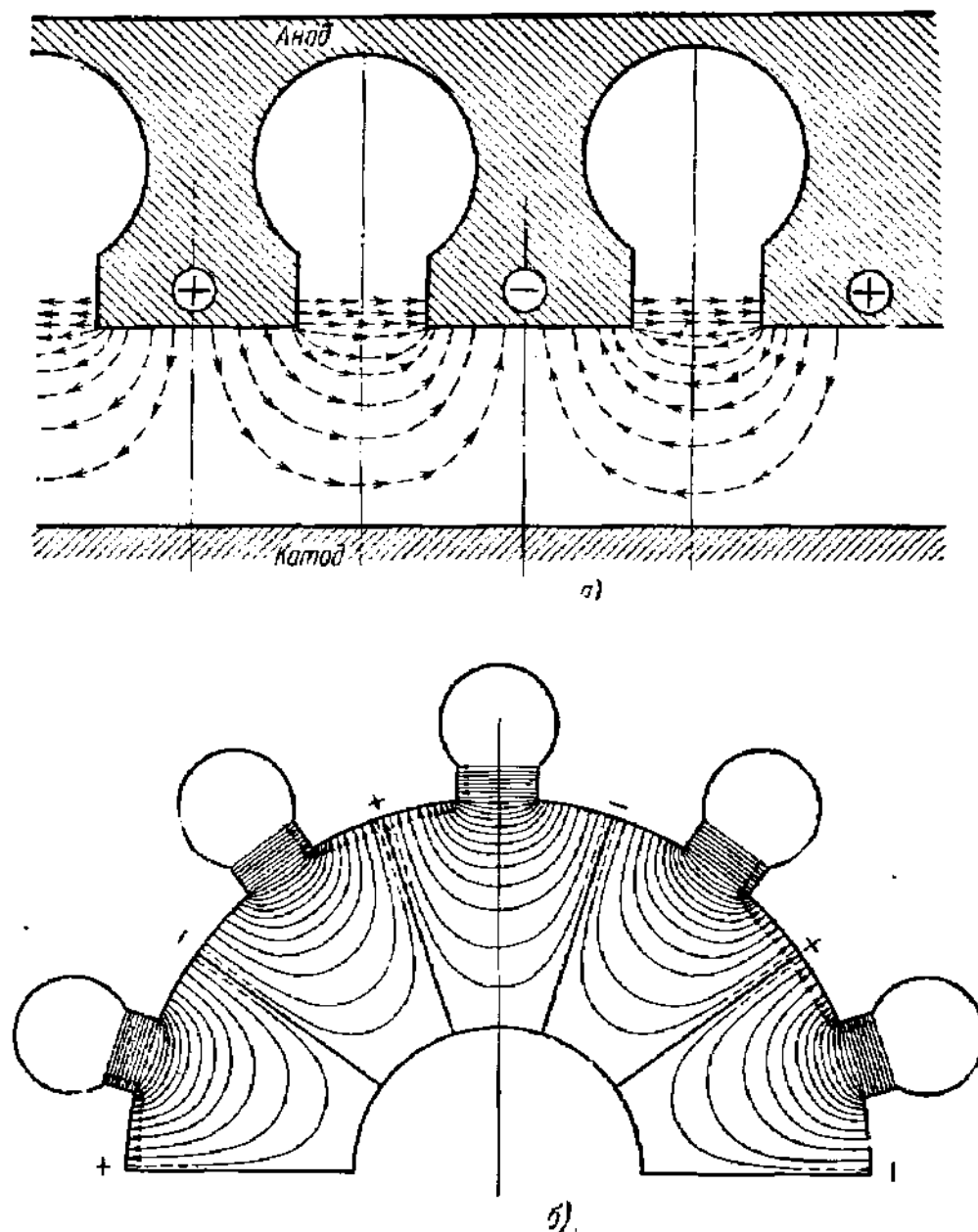


Рис. 455. Линии электрического поля в плоском (а) и цилиндрическом (б) магнетронах.

На рис. 455 изображены силовые линии электрического поля для момента времени, когда между сегментами переменное напряжение отлично от нуля, сверху — для плоского магнетрона, а снизу — для цилиндрического магнетрона с большим радиусом катода. В много-резонансных магнетронах катод всегда подогретый, причем обычно  $r_k = 0,3r_a \div 0,5r_a$ , как это и принято на рис. 455, б. Сходство между

обоими полями настолько велико, что при качественном исследовании можно пользоваться плоской моделью магнетрона.

В процессе колебаний напряжение между сегментами меняется по величине, но направление силовых линий не меняется и все время против середины щели будут максимум азимутальной составляющей поля и равные нулю радиальные составляющие, в то время как против середины сегментов, наоборот, радиальные составляющие имеют максимум, а азимутальные равны нулю. Иными словами, распределение напряжения (и поля) вдоль магнетрона имеет характер стоячей волны, и на окружности цилиндрического магнетрона с четным числом сегментов укладывается  $N/2$  длин волн, причем пучности азимутальной составляющей напряженности поля приходятся всегда против середин щелей, а узлы — против середин сегментов. Длина волны в системе, очевидно, равна

$$\lambda_H = 2D, \quad (52.8)$$

где  $D$  — расстояние между серединами соседних щелей. Стоячую волну, соответствующую колебаниям типа  $\pi$ , в дальнейшем нам будет удобно рассматривать как суперпозицию двух противоположно направленных бегущих волн, направление одной из которых совпадает с направлением переносного движения электронов.

Скорость волн равна

$$u_H = \frac{\lambda_H}{T} = \frac{2D}{T}. \quad (52.9)$$

В магнетронах всегда  $\lambda_H < \lambda_0$  и, значит,  $u_H < c$  ( $c$  — скорость света). Например, для одного типового магнетрона были получены следующие цифры:  $N = 8$ ,  $r_a = 0,8$  см,  $r_k = 0,3$  см,  $\lambda_0 = 10,0$  см,  $U_a = 28500$  в,  $H = 2300$  эрст. Отсюда  $D = 2\pi r_a / 8 = 0,63$  см,  $\lambda_H = 1,26$  см,  $\frac{\lambda_0}{\lambda_H} = \frac{c}{u_H} \approx 8$ ; для других моделей отношение  $c/u_H$  колеблется в пределах 8—20. Таким образом, анодный блок магнетрона можно рассматривать как замедляющую систему, аналогичную рассматривавшимся в предыдущем параграфе замедляющим системам ЛБВ, но превращенную в резонатор путем замыкания выхода системы на вход.

С этой точки зрения очевидно, что искомое условие синхронизма вращения электронного облака и колебаний в анодном блоке сводится к равенству переносной азимутальной скорости движения электронов и скорости распространения волн  $u_H$ :

$$u = u_H. \quad (52.10)$$

Действительно, используя (52.9), заменяя  $u$  через  $\bar{\omega} r_a$  и подставляя  $\bar{\omega}$  из выражения (52.5), для периода колебаний, отвечающего условию синхронизма, получим:

$$T = \frac{D}{cr_a} \frac{H(r_a^2 - r_k^2)}{U_a},$$

чему соответствует длина волны

$$\lambda_0 = \frac{D}{r_a} \frac{H(r_a^2 - r_k^2)}{U_a}.$$

Обозначим через  $p = \frac{N}{2} = \frac{\pi r_a}{D}$  число пар щелей в анодном блоке. Формула для длины волны  $\lambda_0$  при которой выполняется условие синхронизма и, следовательно, возможна генерация, будет иметь вид

$$\lambda_0 = \frac{\pi H(r_a^2 - r_k^2)}{pU_a} = \frac{942H(r_a^2 - r_k^2)}{pU_a} = \frac{1884H(r_a^2 - r_k^2)}{NU_a} \text{ [см]}. \quad (52.11)$$

Нетрудно видеть, что (52.11) является обобщением формулы (52.6), написанной для двухсегментного магнетрона.

Для приведенного выше численного примера формула (52.11) дает

$$\lambda_0 = \frac{1884 \cdot 2300(0,64 - 0,09)}{8 \cdot 28500} \approx 10,4 \text{ см.}$$

Результат вычисления хорошо совпадает с опытом:  $(\lambda_0)_{\text{экс}} = 10,0 \text{ см.}$  Но не нужно переоценивать это обстоятельство. В формуле (52.11) не учтено, что электроны движутся не только вдоль окружности магнетрона, но имеют и радиальное движение. Далее опыт показывает, что при данном магнитном поле магнетрон может работать при разных напряжениях  $U_a$ , отклоняющихся примерно в пределах 10—20% от среднего значения. Формула (52.11) может дать ошибку в 20—30%. Более точно можно связать длину волны с величиной порогового напряжения, т. е. того напряжения, при котором магнетрон при данном  $H$  начинает работать. Эта формула имеет вид

$$U_{\text{порог}} = \frac{1884H(r_a^2 - r_k^2)}{N\lambda_0} = 4,04 \cdot 10^7 \left( \frac{r_0}{N\lambda_0} \right)^2 \text{ [в]}. \quad (52.12)$$

**3. Группировка электронов.** Выясним теперь, каким образом происходит группировка электронов, т. е. образование сгустков («спиц») во вращающемся облаке. Для этого рассмотрим действие ВЧ напряжения в анодном блоке на электроны.

Из двух противоположно направленных волн напряжения можно учитывать только одну волну одинакового направления с переносной скоростью электронов. По отношению к вращающемуся облаку поле этой волны неподвижно, и чтобы учесть ее действие, достаточно сложить в каждой точке ее поле с радиальным постоянным полем и предположить, что это суммарное поле движется вместе с электронами. Поле встречной бегущей волны относительно электронов быстро колеблется, и в среднем его действием можно пренебречь.

Рассмотрим пять электронов: 1—5 на протяжении одной волны напряжения, находящихся сначала на одинаковых расстояниях друг

\*) Вывод формулы (52.12) и сравнение ее с опытом см. в [Л.6.1, ч. II, гл. 2].

от друга (рис. 456). Переносная скорость  $u$  в направлении  $y$  равна  $cE_r/H$ ;  $E_r$  для каждого электрона складывается из напряженности постоянного поля  $E_0$  и мгновенного значения  $E_{r1}$  переменного поля. Как видно из рис. 456, радиальное поле остается без изменения для электронов 2 и 4, увеличивается для электронов 1 и 5 и уменьшается для электрона 3. Соответственно этому скорости электронов 2 и 4 остаются равными скорости  $u$ , увеличивается переносная скорость электронов 1 и 5 и уменьшается скорость электрона 3.

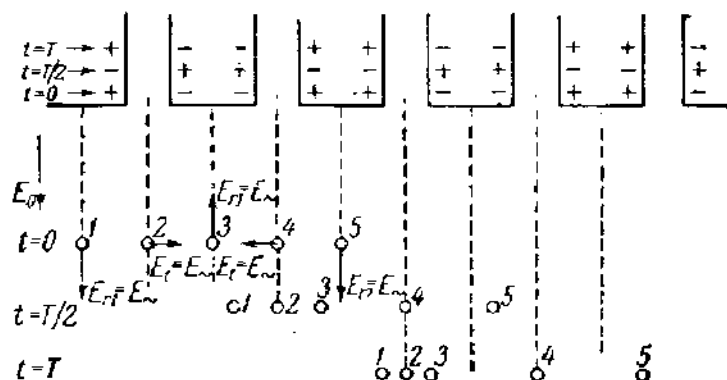


Рис. 456.

На рис. 456 показано положение электронов через время  $T/2$  и  $T$ . Около электрона 2, проходящего все щели в благоприятной фазе, т. е. испытывающего максимальное торможение, образуется с течением времени сгусток электронов, а около электрона 4, ускоренного ВЧ полем и отбирающего от него энергию, — разрежение. Таким образом, в магнетроне происходит группировка электронов. В процессе вращения электронного облака происходит вытеснение электронов, вошедших в поток в неблагоприятной фазе, в область благоприятной фазы. Как видно, на каждую пару щелей образуются один сгусток и одно разрежение и общее число сгустков равно

$$p = \frac{N}{2}.$$

При этом у каждой щели всякий раз, когда в ней максимальное тормозящее поле, проходит электронный сгусток. Этот режим очень выгоден с точки зрения генерирования колебаний, и есть все основания ожидать большого КПД.

**4. Траектории электронов.** Исследование движения отдельных электронов в цилиндрическом магнетроне удобнее проводить в системе координат, вращающейся со скоростью электронного облака. Часть электронов после выхода из катода сразу попадает, очевидно, в область пространства с тормозящей составляющей высокочастотного поля, а другие будут постепенно оттесняться в эту область. Так как относительно выбранной системы координат вращение электронного облака отсутствует, то движение электронов внутри вращаю-

щегося облака можно получить, заменяя переменное электрическое поле постоянным и складывая его с радиальным полем. Рассмотрим движение двух электронов, выходящих из катода в точке, лежащей против середины щели, один через  $T/2$  сек после другого, причем для одного из них тангенциальное переменное поле имеет максимальное тормозящее значение, а для другого, значит, максимальное ускоряющее.

Радиальные составляющие ВЧ поля в месте их выхода равны нулю. Первый из электронов будет представителем электронов правильной фазы, составляющих сгусток вращающегося облака, а второй — представителем электронов неправильной фазы, образующих разрежение.

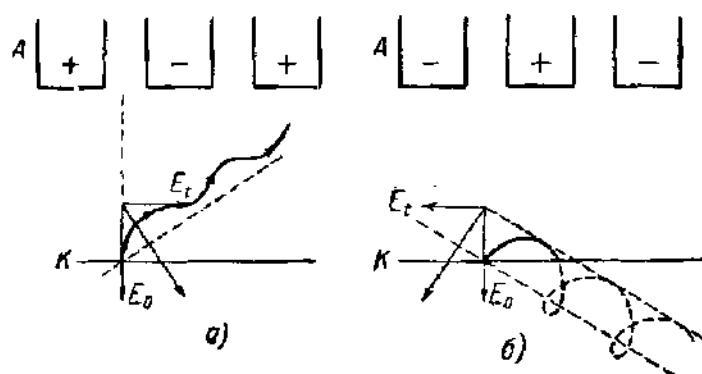


Рис. 457.

На рис. 457, *а* и *б* представлены обе траектории, вернее, их начальные участки. В случае отсутствия  $E_t$  траектория имела бы форму циклоиды, опирающейся на катод, т. е. на линию, перпендикулярную к  $E$  и  $H$ . Влияние ВЧ поля вызывает наклон направляющей линии циклоиды и дополнительное торможение или ускорение электрона. Как показывает рис. 457, *а* правильнофазные электроны движутся к аноду, несмотря на то, что  $H > H_{кр}$ , а неправильнофазные (рис. 457, *б*) после первого же оборота циклоиды попадают на катод, унося с собой некоторую долю энергии ВЧ поля.

Описанный выше механизм группировки электронов около электронов наиболее благоприятной фазы оказывается очень эффективным. Только относительно немногие электроны остаются в числе неправильнофазных и уходят на катод. Но и энергию этих электронов нельзя считать совершенно бесполезно растраченной, так как они позволяют работать при меньших накалах и вызывают вторичную эмиссию катода (которая, по-видимому, дает некоторое количество электронов правильной фазы). Все это и приводит к тому, что КПД магнетронного генератора может быть очень велик — он доходит до 90%, но обычно равен 50—60%.

Выше был отмечен только характер траекторий: их сходство с циклоидами и общее направление движения к катоду или от катода.

Точный расчет траекторий с учетом радиальных изменений ВЧ поля и пространственного заряда очень сложен и был выполнен методом последовательных приближений только для немногих отдельных случаев Слетером, Хартри и др.

На рис. 458 представлены во вращающейся системе отсчета траектории электронов, выходящих из катода в разных фазах. Из рисунка видно, что траектории заполняют, во-первых, «ступицу» колеса, образуя вблизи катода облако, мало отличающееся от того облака, которое получается при  $H > H_{кр}$  в отсутствие колебаний; во-вторых, траектории заполняют четыре (здесь  $N=8$ ) «спицы» электронного ротора, с вращением которого связано возбуждение колебаний.

**5. Коэффициент полезного действия магнетронного генератора.** Вычислим приближенно электронный кпд магнетронного генератора. Работа, затраченная постоянным полем при переносе электрона с катода на анод, равна  $eU_a$ ; если электрон вследствие тормозящего действия ВЧ поля часть этой энергии отдал полю и в момент удара имеет скорость  $v_a$ , то электронным кпд для одного электрона следует назвать отношение

$$K = \frac{eU_a - \frac{mv_a^2}{2}}{eU_a} = 1 - \frac{mv_a^2}{2eU_a} = 1 - \frac{v_a^2}{2\eta U_a}. \quad (52.13)$$

Здесь, конечно,  $v_a^2 \neq 2\eta U_a$ . Для нахождения электронного кпд всего устройства нужно найти среднюю кинетическую энергию электронов, попадающих на анод, и учесть энергию, которую отбирают у ВЧ поля электроны, возвращающиеся на катод. Мы будем считать эту последнюю энергию равной нулю и предположим, что все электроны попадают на анод в тот момент, когда они находятся вблизи вершины циклоиды и имеют, значит, скорость

$$v_a = v_{ср} = 2u = 2c \frac{E}{H}. \quad (52.14)$$

Это предположение соответствует режиму работы, близкому к пороговому напряжению (рис. 459, а). При режимах, далеких от критического,  $v_{ср} < 2u$ . Для плоского магнетрона (или цилиндрического с толстым катодом) средняя энергия электрона в момент удара об анод будет

$$\frac{mv_{ср}^2}{2} = \frac{m}{2} \left( 2c \frac{E}{H} \right)^2 = 2mc^2 \frac{U_a^2}{H^2 d^2}. \quad (52.15)$$

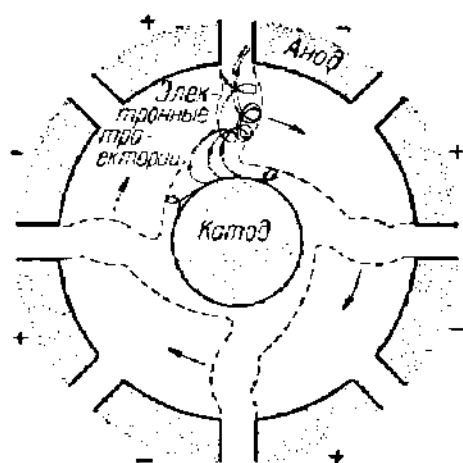


Рис. 458. Форма облака электронов и вид электронных траекторий в восьмirezонаторном магнетроне.



Для плоского магнетрона критический режим определяется из условия

$$\frac{H_{кр}^2}{U_{кр}} = \frac{2c^2}{r_1 d^2}$$

и электронный кпд магнетрона равен

$$K_{\text{э}} = 1 - \frac{mv_{ср}^2}{2\tau U_a} = 1 - \frac{2mc^2 \frac{U_a^2}{H^2 d^2}}{2\tau U_a} = 1 - \frac{U_a}{\frac{U_{кр}}{H_{кр}^2}} \quad (52.16)$$

Формула (52.16) для электронного кпд не может расцениваться как точная, так как при ее выводе не учтены ни энергия, уносимая

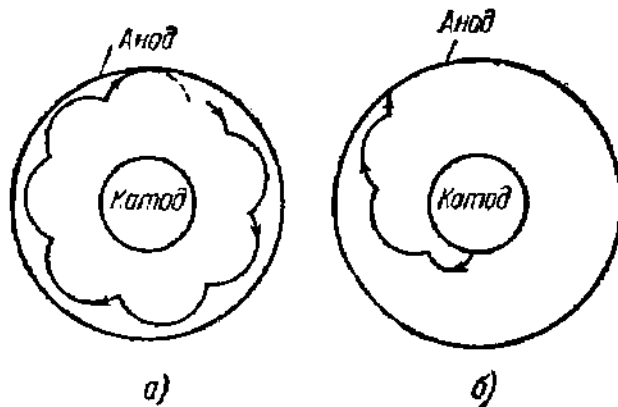


Рис. 459. *а* — вид электронных траекторий при напряжении, близком к пороговому; *б* — вид электронных траекторий при напряжениях, далеких от порогового напряжения (рабочих).

электронами, возвращающимися на катод, ни вторичная эмиссия из катода, ни радиальная компонента скорости электрона, которая при рабочих режимах, вообще говоря, далеких от критических, весьма существенна (рис. 459, *б*). Тем не менее вычисленный по формуле (52.16) кпд обычно довольно близко, в пределах 10—30%, подходит к измеренному экспериментально, который в большинстве случаев лежит в пределах от 30 до 65%. Вместе с тем формула (52.16) правильно отражает то обстоятельство,

что электроника магнетрона не ставит принципиальных препятствий для повышения электронного кпд до значений, очень близких к единице. И действительно, на опыте удавалось получать  $K_{\text{э}} \approx 90\%$ . При расчете кпд магнетрона в целом, конечно, должны быть учтены потери в ВЧ контурах и устройстве для вывода колебательной мощности.

**6. Конструкции многорезонаторных магнетронов.** Перейдем теперь к описанию конструкций многорезонаторных магнетронов. Магнетрон Алексева и Малярова (рис. 454) развивал на волне 9 см в непрерывном режиме мощность в несколько сотен ватт [Л. 6. 1]. Колебательные контуры магнетрона, образованные отверстиями, просверленными в массивном медном цилиндре, по существу представляют собой ленточные контуры, связанные между собой индуктивно и имеющие выход через щели в пространство взаимодействия. Такие резонаторы были впоследствии названы резонаторами щель-отверстие.

На рис. 460 изображен восьмирезонаторный магнетрон. Отличие его от магнетрона Алексева и Малярова состоит прежде всего

в том, что герметичность достигается с помощью двух металлических крышек, закрывающих с обеих сторон анодный блок магнетрона. Присутствие крышек изменяет электродинамические свойства резонаторов, приближая их в большей степени к полым резонаторам замкнутого типа. На рис. 460 видны также устройство для вывода мощ-

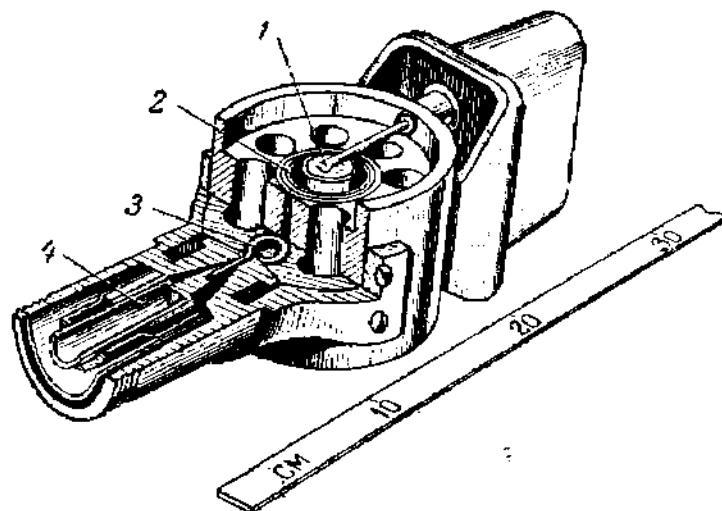


Рис. 460. Конструкция восьмirezонаторного магнетрона (частота 1280 мггц, мощность 600 квт) [Л. 6. 1].

1 — катод; 2 — связки; 3 — петля связи; 4 — коаксиальный ввод.

ности через петлю связи, введенную в один из резонаторов, и ряд проволок, соединяющих между собой сегменты в определенном порядке, — так называемые связки. Назначение связок состоит в разделении частот соответствующих различным видам колебаний анодного блока магнетрона. Колебательная система магнетрона, состоящая из нескольких связанных между собой резонаторов, обладает, как известно из теории колебаний, рядом собственных частот, близких между собой. Мы не можем здесь останавливаться на теории действия связок [Л.6.1, т. II; Л.6.6; Л.6.7. Л.6.12] и отметим только, что в магнетроне со связками одна из частот оказывается сильно отличной от других — это действие связок и называют разделением частот. Разделение частот совершенно необходимо для устойчивой работы магнетрона. В работе неизбежны некоторые колебания режима из-за изменения в нагрузке, в питании и т. д. и при близости собственных частот будут наблюдаться самопроизвольные переходы с одной частоты на другую, нарушающие работу линии связи или локатора.

В практике применяются и другие формы резонаторов, способы вывода мощности и разделения частот. Например, на рис. 461 показана конструкция разнорезонаторного анодного блока с выводом энергии через щель в одном из резонаторов в наружный волновод. Разнорезонаторная система обеспечивает хорошее разделение частот и находит себе широкое применение, особенно в магнетронах для волн длиной 3 см и короче, когда применение связок по конструктивным причинам делается затруднительным, тем более, что при

укорочении длины волны приходится увеличивать число сегментов  $N$ , чтобы не иметь дело с очень большими анодными напряжениями. Многорезонаторные магнетроны различных конструкций широко применяются в диапазоне от 20 до 1,25 см, и область их применения продолжает расширяться в сторону коротких волн [Л. 6. 23].

Работа магнетрона в сильной степени зависит от его катода. Нормальный режим магнетрона — импульсный, причем обычно требуется возможность отдачи в импульсе очень большой мощности, порядка сотен киловатт и даже мегаватт. Получение таких мощностей требует соответственно больших токов, а так как при укорочении

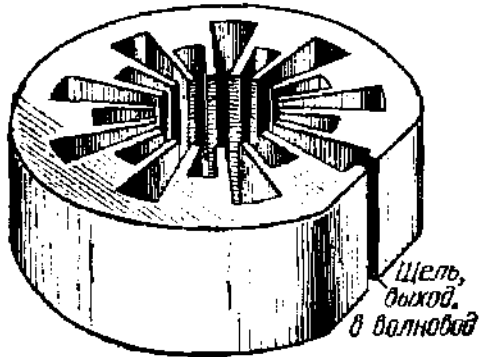


Рис. 461. Анодный блок многорезонаторного магнетрона.

длины волны приходится уменьшать размеры катода, то при коротких волнах плотность эмиссионного тока делается особенно большой. Например, при  $\lambda = 10$  см  $j_e = 10 - 15$  а/см<sup>2</sup>, а при  $\lambda = 3$  см эмиссия должна достигать уже 30 а/см<sup>2</sup>.

Как было отмечено выше (гл. 2, § 18), оксидный катод вполне способен развивать такую и даже еще большую плотность тока эмиссии при условии правильного температурного режима, отсутствия отравления и разрушения

поверхности катода искрением и ионной бомбардировкой. Эти условия в магнетроне соблюсти нелегко. Массивность металлических частей создает трудности в обезгаживании при откачке. Высокие рабочие напряжения увеличивают опасность искрения. Наконец, дополнительный нагрев катода электронами, возвращаемыми назад высокочастотным полем, затрудняет регулировку температуры.

В связи со всем сказанным катод магнетрона имеет некоторые особенности: слой оксида делается толще обычного, для повышения прочности слоя на поверхность зерна накладывается проволоочная сетка, ячейки которой заполняются оксидом или сама поверхность зерна делается шероховатой. Это увеличивает поверхность (приконтактной) прослойки и уменьшает поперечное сопротивление оксида и падение потенциала в нем. Наконец, для зерна выбирают металл, не дающий стойкой прослойки, например чистый никель. Снижение поперечного сопротивления оксидного слоя может быть достигнуто также внесением в него никелевого порошка. Способы улучшения свойств оксидных катодов были описаны в § 22.

Как было отмечено ранее (гл. 2, § 22), для оксидно-бариевого катода коэффициент вторичной эмиссии  $\sigma > 1$  ( $\sigma = 3 \div 4$ , по измерениям Моргулиса и Нагорского. В литературе встречаются и значительно более высокие числа, а именно  $\sigma = 5 \div 20$  и даже выше.) Так как в рабочем режиме при достаточно высокой плотности пространственного заряда существует интенсивная бомбардировка катода

возвращающимися на него электронами, то отсюда ясна принципиальная возможность магнетрона с холодным катодом, имеющим  $\alpha > 1$ . В таком магнетроне достаточно было бы создать начальную высокую плотность пространственного заряда, при которой на катод возвращается достаточно большое число электронов, и в дальнейшем при правильном подборе режима катод функционировал бы полностью за счет вторичной эмиссии.

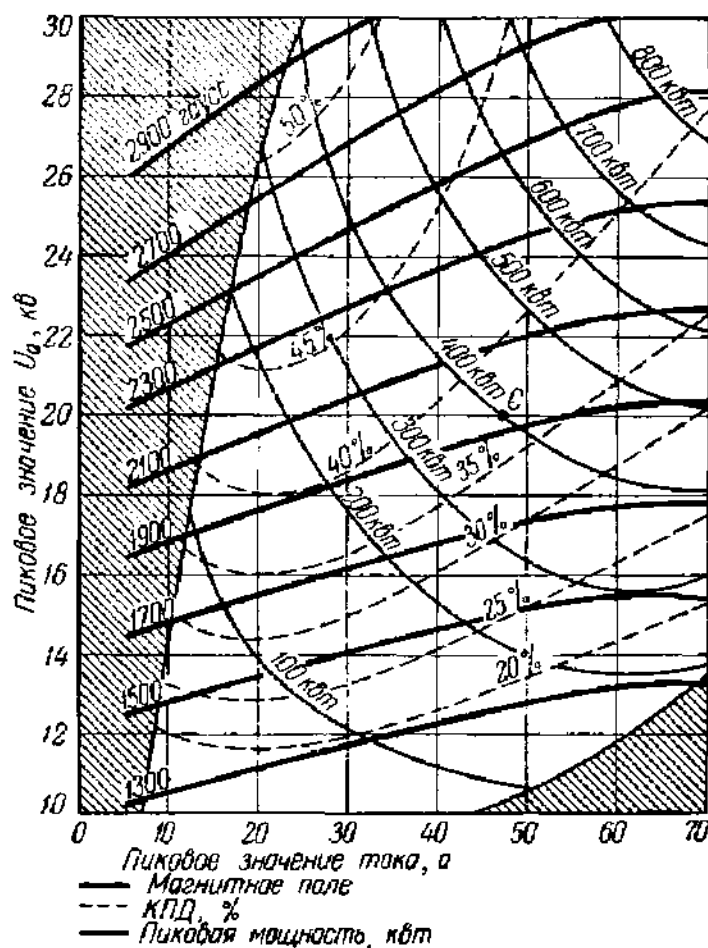


Рис. 462. Рабочие характеристики импульсного магнетрона с рабочей частотой 3000 МГц.

Начальный эмиссионный ток, необходимый для начала работы вторичного эмиссионного катода, можно создать, например, за счет термоэмиссии, с тем чтобы затем выключать накал. Пока, видимо, не удалось создать технических пригодных катодов, работающих по этому принципу. Однако был разработан чисто металлический вторично эмиссионный катод, в котором начальный пространственный заряд создавался за счет бомбардировки ионами водорода, получаемыми от специального «водородного эмиттера», встроенного в лампу. Экспериментальные образцы магнетронов миллиметрового диапазона с такими катодами имели хороший срок службы [Л.6.23].

**7. Рабочие характеристики.** В заключение следует сказать несколько слов о так называемых рабочих характеристиках магнетрона,

из которых можно просто получить основные сведения, необходимые при эксплуатации магнетрона. Характеристики эти представляют собой кривые зависимости между постоянной составляющей анодного тока и постоянным анодным напряжением в колебательном режиме при постоянной хорошо согласованной (в электродинамическом отношении) нагрузке. Параметром характеристик служит магнитное поле, или мощность, или кпд. Мы имеем, таким образом, на плоскости координат три семейства рабочих характеристик: линии постоянного магнитного поля, линии постоянной мощности и линии постоянного кпд. Они определяются экспериментально для каждого типа магнетронов.

Типичные рабочие характеристики для импульсного магнетрона с рабочей частотой 3000 *мгц* и мощностью порядка мегаватт в импульсе можно видеть на рис. 462, причем штриховкой отмечена нерабочая область слабых токов и малых напряжений. Качественное истолкование этих экспериментальных кривых не вызывает трудностей. Однако мы не будем здесь на этом останавливаться и укажем только на порядок пользования рабочими характеристиками. Необходимо задаться некоторыми рабочими условиями: например, анодным напряжением и мощностью. Пусть, например,  $U_a = 20$  *кв* и нужно получить мощность 400 *кв* в импульсе. Заданные условия определяют рабочую точку *C* на рис. 462. Магнитное поле будет равно 1940 *эрт*, кпд равен 37% и постоянная составляющая анодного тока в импульсе 47 *а* [Л. 6. 1].

---

ИОННЫЕ ПРИБОРЫ

§ 53. Ионизационные методы измерения и получения вакуума

**I. Ионизационные манометры.** Поток электронов, проходящий под достаточно высоким напряжением через электровакуумный прибор, производит ионизацию остаточного газа, степень которой зависит от давления. Следовательно, количество ионов, образующихся при прохождении через прибор потока электронов постоянной силы, может служить мерой давления газа. Приборы, основанные на этом принципе, называются ионизационными манометрами. Они широко применяются в современной вакуумной технике.

Ионизационный манометр имеет не менее трех электродов: катод, электрод, ускоряющий электроны, и коллектор ионов. Легко видеть, что в качестве манометра можно с удобством использовать обыкновенный триод, причем ускоряющим электродом может служить либо сетка (тогда анод служит коллектором рис. 463, б, схема с внутренним управлением), либо анод (тогда отрицательно заряженная сетка является коллектором ионов рис. 463, а, схема

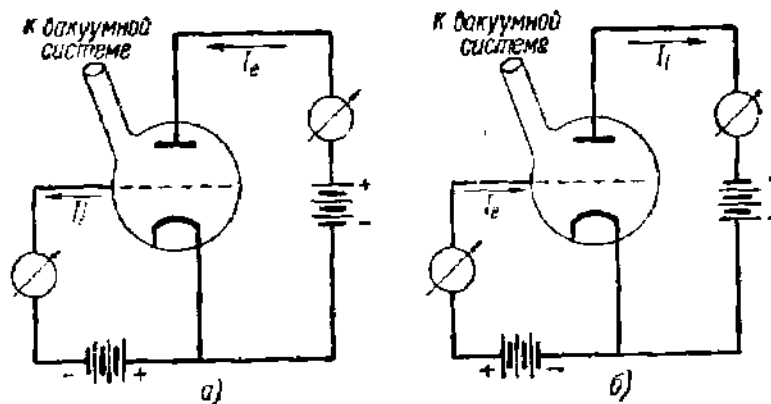


Рис. 463. Схема включения ионизационного манометра.

а — манометр с внешним управлением; б — манометр с внутренним управлением.

с внешним управлением). Такая «триодная» конструкция манометра, в которой сетка имеет два вывода и легко обезгаживается пропусканьем тока, является наиболее распространенной (рис. 464). Заметим, что в схеме с внешним управлением электроны пролетают через междуэлектронное пространство только один раз в одном направлении, а в схеме с внутренним управлением они колеблются около сетки. Поэтому в схеме с внутренним управлением ионный ток при прочих одинаковых условиях больше, и эта схема, как более чувствительная, преимущественно применяется на практике.

Рассмотрим манометр с цилиндрическими электродами. Пусть  $N_e$  — число электронов, уходящих от катода за 1 сек,  $n_m$  — число молекул газа в 1 см<sup>3</sup> при давлении 1 мм рт. ст. и  $\sigma_i(U)$  — их сечение ионизации, зависящее от потенциала  $U$ . Если принять, что свободный пробег электрона много больше расстояния между электродами, что для рабочих давлений манометра всегда имеет место, то в цилиндрическом слое толщины  $dr$  на единицу осевой длины в 1 сек будет происходить

$$dN_i = N_e n_m \sigma_i(U) p 2\pi r dr \quad (53.1)$$

ионизаций. Для нахождения числа ионов  $N_i$ , образующихся во всем манометре при прохождении через него  $N_e$  электронов, вышедших из катода, нужно проинтегрировать (53.1) для всех значений  $r$ , где  $\sigma_i(U)$  отлично от нуля, учитывая в случае схемы с внутренним управлением, что электроны несколько раз проходят мимо сетки, которая каждый раз часть их поглощает. Таким образом, нужно задаться выражением для  $\sigma_i(U)$ , а также ввести коэффициент поглощения электронов сеткой. Очевидно, что результат будет зависеть от конструкции электродов и природы газа, ввиду того что сечение ионизации  $\sigma_i(U)$  для различных газов различно.

Полное количество ионов  $N_i$ , а значит и ионный ток насыщения  $I_i$  на отрицательно заряженный электрод, как видно из (53.1), пропорциональны электронному току  $I_e = N_e e$  и давлению  $p$ . Следовательно,

$$I_i = k p I_e, \quad (53.2)$$

где коэффициент  $k$  зависит от вида функции  $\sigma_i(U)$ , т. е. от рода газа, конфигурации электродов и выбора схемы (с внутренним или внешним управлением). Если  $k$  вычислить теоретически, то с помощью формулы (53.2), измеряя  $I_i$  и  $I_e$ , можно применять ионизационный манометр как абсолютный прибор для измерения давлений. Коэффициент  $k$  был вычислен Н. Д. Моргулисом для манометра с цилиндрическими электродами [Л.7.19], однако мы не будем приводить формул Моргулиса, ввиду того что на практике предпочитают градуировать ионизационный манометр по какому-нибудь абсолютному манометру, например по компрессионному манометру Мак-Леода.

Опыт показывает, что ионный ток  $I_i$  действительно линейно зависит от давления в интервале от  $10^{-3}$  мм рт. ст. до  $\sim 10^{-6}$  мм рт. ст. Для более низких давлений, однако, линейность нарушается для манометра описанной выше «триодной» конструкции. Причина этого лежит в фотоэлектронном

токе с коллектора, на который падает мягкое рентгеновское излучение, вызванное бомбардировкой электронами ускоряющего электрода. Фотоэлектроны с коллектора уходят на положительно заряженный ускоряющий электрод (анод) и дают во внешней цепи коллектора ток, неотличимый от тока положительных ионов. К такому объяснению легко прийти, рассматривая зависимость тока коллектора от напряжения ускоряющего электрода  $U_a$  при различных давлениях (рис. 465, а) и неизменном электронном токе катода.

Ток коллектора состоит из двух компонент: ионного тока  $I_i$ , пропорционального  $\sigma_i$ , и электронного фотоэлектрического тока  $I_\phi$ , пропорционального энергии рентгеновского излучения, в свою очередь пропорциональной энергии электронов. Таким образом,  $I_\phi \propto U_a$ . При давлении  $p \approx 10^{-5}$  мм рт. ст. кривая

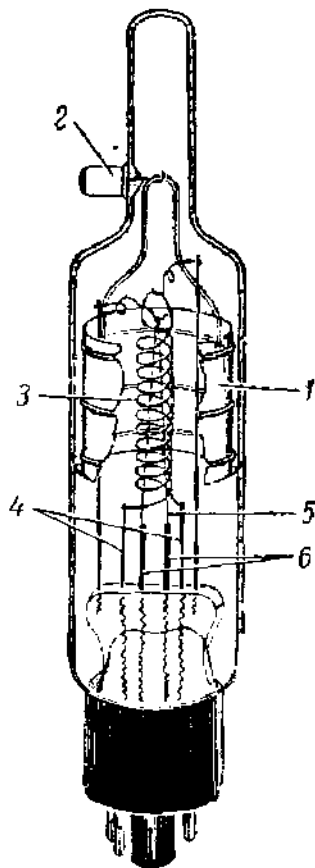


Рис. 464. Ионизационный манометр типа ЛМ.

1 — анод; 2 — вывод анода;  
3 — сетка; 4 — вывод сетки;  
5 — катод; 6 — вывод катода.

зависимости тока коллектора  $I_{\text{колл}}$  от  $U_a$  близка к кривой зависимости сечения ионизации от ускоряющего напряжения (ср., например, рис. 180, а). Это показывает, что при таком давлении ток в цепи коллектора в основном ионный, т. е.  $I_i \gg I_{\text{ф}}$ . Но при  $p \approx 10^{-8}$  мм рт. ст. ток коллектора пропорционален  $U_a$ . Это значит, что ионный ток уже очень мал и ток коллектора состоит главным образом из фотоэлектронов. Поэтому и оказывается, что ионизационным манометром обычной конструкции, в котором на коллектор попадает все рентгеновское излучение с ускоряющего электрода, можно измерять давления не ниже  $10^{-8}$  мм рт. ст. Этого достаточно для всех почти технических измерений, но в научных исследованиях иногда необходимо

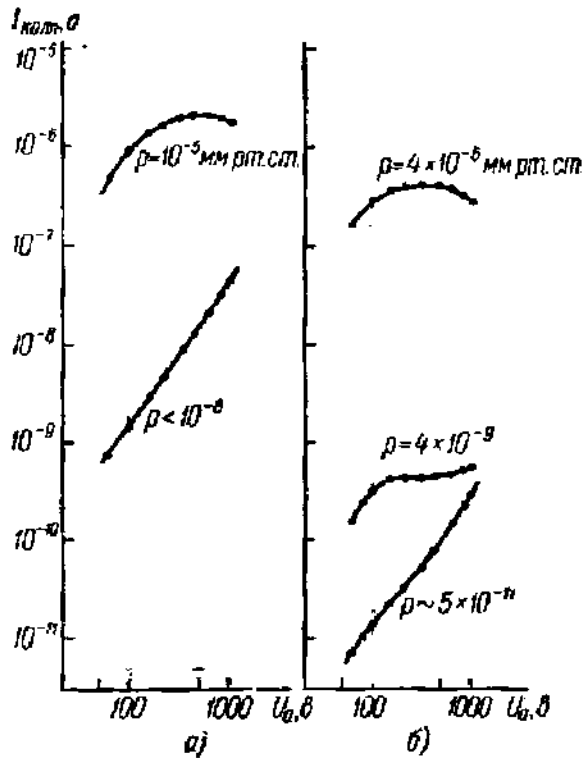


Рис. 465. Зависимость тока коллектора от анодного напряжения.

а — для обычного ионизационного манометра;  
б — для манометра Байярда—Альперта.

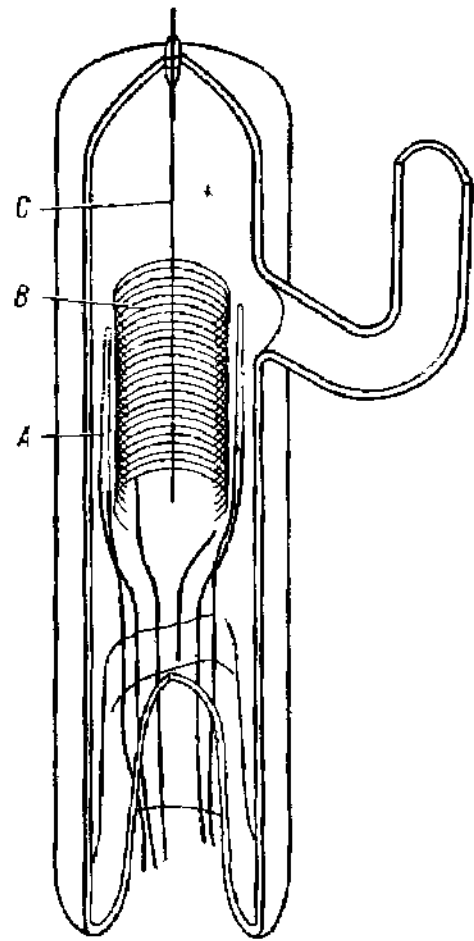


Рис. 466. Ионизационный манометр Байярда—Альперта.

измерять еще более низкие давления. Из сказанного выше ясно, что для продвижения в сторону измерения более низких давлений нужно либо уменьшить количество фотоэлектронов с коллектора, либо ввести в манометр добавочный, защитный электрод, по своему действию аналогичный защитной сетке пентода.

В манометре Байярда—Альперта на коллектор попадает только небольшая часть рентгеновского излучения ускоряющего электрода, фотоэлектронный ток с него поэтому много меньше и то давление, при котором ионный ток маскируется фототоком, соответственно ниже. В этом манометре (рис. 466) катод А расположен снаружи спирального ускоряющего электрода В, а коллектором служит тонкая нить С, натянутая вдоль оси. Ионизация электронами происходит во всем объеме внутри электрода В, который служит барьером против утечки ионов наружу. На коллектор попадают все ионы, образовавшиеся внутри электрода В, и чувствительность манометра сравнима с чувствительностью манометра обычной конструкции. Но на коллектор попадает примерно в 100 раз меньше рентгеновского излучения и доступное измерению давление



соответственно понижается на два порядка, т. е. составляет примерно  $10^{-10}$  мм рт. ст., как это подтверждают кривые рис. 465, б.

Устройство манометра с защитным электродом можно понять из рис. 467. Защитный электрод *S*, заряженный до потенциала на 35—40 в ниже потенциала коллектора *C*, возвращает практически все фотоэлектроны, выходящие из коллектора назад к нему, и в то же время фотоэлектроны со стороны защитного электрода, обращенной к аноду (на противоположную его сторону излучение не попадает), уходят в сторону анода *A*. Однако чувствительность

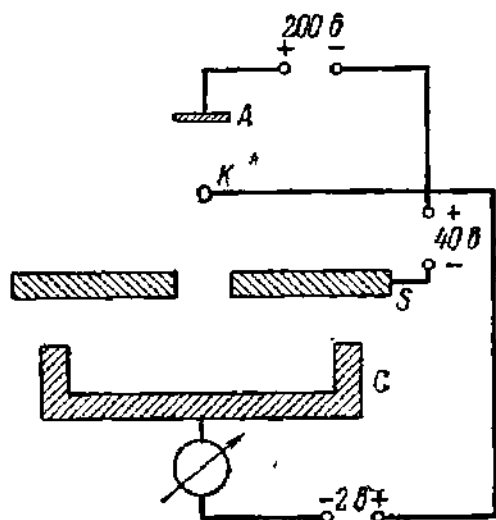


Рис. 467. Принцип устройства ионизационного манометра с защитным электродом.

этого манометра понижена вследствие того, что большую часть ионов перехватывает электрод *S*.

Ионизационный манометр очень распространен в лабораторных измерениях и технике, во-первых, потому, что он перекрывает как раз наиболее интересную при откачке электровакуумных приборов область давлений (от  $10^{-3}$  до  $10^{-8}$  мм рт. ст.), и, во-вторых, потому, что, будучи очень малоинерционным прибором, он способен давать непрерывную регистрацию вакуума, почти мгновенно реагируя на всякие внезапные изменения давления (течи и т. п.). К числу недостатков следует отнести прежде всего зависимость градуировки от рода газа, причем чувствительность одного и того же манометра к разным газам может отличаться более чем в 20 раз. Вторым важным недостатком является нестойкость накаливаемого катода к повышению давления,

от которого не всегда бывает возможно уберечься. От этого последнего недостатка свободен ионизационный манометр с холодным катодом, разработанный Пеннингом. Эмиссия холодного катода, вызванная главным образом ионной бомбардировкой, много меньше, чем у накаливаемого катода, особенно при низких давлениях. Поэтому, чтобы увеличить чувствительность, в манометре Пеннинга с помощью магнитного поля удлиняют пробег электронов. В итоге манометр с холодным катодом оказывается пригодным вплоть до давлений порядка  $10^{-9}$  мм рт. ст.

Повышение давления, хотя бы до величины атмосферного, не опасно и другому типу ионизационного манометра, так называемому альфатрону. В альфатроне катод заменен радиоактивным препаратом, запаянным в стеклянную оболочку, задерживающую продукты распада. Работа с альфатроном требует мер предосторожности, обычных при работе с радиоактивными препаратами.

Более детальные сведения об ионизационных манометрах см. [Л. А. 22, гл. 6].

**2. Ионизационные насосы.** Многие исследователи замечали, что непрерывно работающий ионизационный манометр, присоединенный к баллону, отключенному от насоса, показывает постоянное уменьшение давления: манометр сам, так сказать, «откачивает» газ подобно насосу. Можно указать несколько возможных причин этого явления.

Возможно, прежде всего, что происходит распыление катода и появление металлической пленки на стеклянных стенках. Металлический слой эффективно адсорбирует молекулы газа, попадающие на стенки в процессе теплового движения, чем часто пользуются в вакуумной технике (геттеры). Процесс улучшения вакуума в электровакуумных приборах при распылении катода называют жестчением, и с его помощью нередко удается добиться нормальной работы недоброкачественно откачанной лампы. Но в иониза-

ционном манометре возможно и другое действие, не связанное с распылением катода. Электрическое поле направляет поток ионов на коллектор и отчасти на стенки баллона и катод, где они нейтрализуются и могут быть адсорбированы или химически связаны. Используя это явление, в некоторых случаях в комбинации с обычным геттерированием можно получить разрежения, недоступные пароструйным диффузионным насосам, которые сами являются источниками загрязнений откачиваемого объема парами рабочей жидкости насоса и не дают разрежений, превышающих  $10^{-7} \div 10^{-8}$  мм рт. ст.

Ионизационным насосом называют устройство, в котором для получения вакуума используется движение ионов, направленных электрическим полем из области с меньшим давлением в область с большим давлением. В области большего давления, а частично и на пути к нему происходит нейтрализация ионов, и образовавшиеся молекулы, не испытывающие уже направляющего действия поля, диффундируют обратно к области меньшего давления. Отсюда следует, что для того, чтобы происходила откачка, число ионов должно превосходить число обратно диффундирующих молекул, для чего в свою очередь необходимо непрерывно удалять газ из области большего давления, поддерживая там давление не выше некоторого предельного. Этого можно достичь или удаляя оттуда газ форвакуумным насосом (масляным ротационным или диффузионным), или заставляя газ адсорбироваться. Возможно, конечно, удалять газ одновременно обоими способами. Остановимся на различных примерах ионизационной откачки.

Ионизационной откачкой можно [Л.7. 20] воспользоваться для получения сверхвысокого вакуума ( $p < 10^{-8}$  мм рт. ст.). Легко видеть, что если речь идет об однократной откачке сравнительно небольшого объема, то можно весь удаленный оттуда газ адсорбировать на небольшой поверхности. Пусть, например, начиная с давления  $10^{-6}$  мм рт. ст., откачивается объем  $1000 \text{ см}^3$ . Число молекул в  $1 \text{ см}^3$  будет порядка  $10^{18}$ , а на поверхности в  $1 \text{ см}^2$  может быть адсорбировано в виде мономолекулярного слоя приблизительно  $10^{15}$  молекул. Значит, для поглощения всего газа достаточно поверхности  $\sim 10 \text{ см}^2$  и весь остаточный газ может быть адсорбирован коллектором и стенками манометра, которые полезно покрывать хорошо поглощающим веществом, например бариевым геттером. Для получения сверхвысокого вакуума была изготовлена тщательно запаянная стеклянная система, включавшая в себя ионизационный манометр, который после предварительной откачки системы непрерывно работал, понижая давление до величины, меньшей  $10^{-10}$  мм рт. ст. Более низкого давления в стеклянной системе не получалось, так как оказалось, что существует непрерывное натекание газа извне через стенки, вызывающее повышение давления в среднем на  $3 \cdot 10^{-11}$  мм рт. ст. в минуту. Натекающий газ, как было установлено, представлял собой атмосферный гелий, диффундировавший через поры в стекле.

Тот же метод поглощения газа, удаленного электрическим полем из откачиваемого объема, можно применить и при откачке больших объемов, но в этом случае нужно позаботиться, чтобы запас поглощающего вещества все время пополнялся. Для откачки электростатического ускорителя частиц за рубежом был разработан ионизационно-сорбционный насос с большой скоростью откачки. Рис. 468 дает представление об устройстве этого насоса. В качестве геттера был выбран титан ввиду его большой активности в связывании наиболее распространенных газов — N, O и H. Кроме того, давление паров Ti и большинства его соединений очень низко. С помощью особого механизма, не показанного на рисунке, титановый стерженек непрерывно вдвигается в накаливаемый ток графитовый тигелек, где испаряется. Регулируя скорость подачи стерженька, можно подбирать нужную скорость испарения. Оседая на стенках насоса, титан действует подобно обычному геттеру и поглощает газ. В верхней части камеры расположена ионизационная часть насоса. Она состоит из мощного катода и двух сеток, а коллектором ионов служат стенки камеры. Напряжения на сетках подобраны так, что

электроны совершают колебания между электродами, ионизируя газ, а ионы направляются на стенки камеры, где и поглощаются непрерывно возгоняемым титаном. С помощью ионизационного геттерного насоса (длина камеры около 60 см, скорость испарения Ti равна 7 мг/мин, полная мощность ~ 1 кВт), который включается после предварительной откачки форвакуумным насосом,

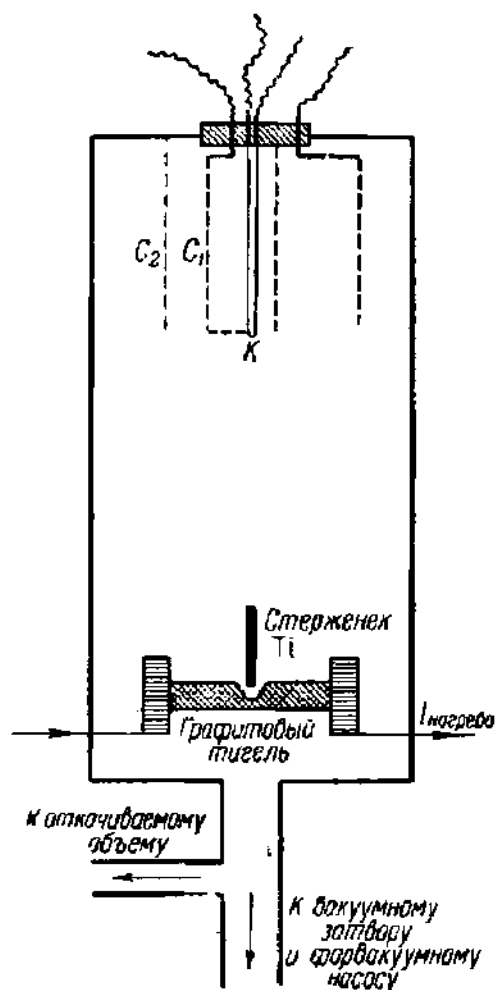


Рис. 468. Ионизационный насос с непрерывным испарением поглощающего вещества.

было получено наименьшее давление  $2 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст. Однако скорость откачки была резко различна для разных газов. Газы, хорошо поглощаемые титаном (H, O, N), давали скорость откачки 6500—8000 л/сек при  $p \approx 10^{-6}$  мм рт. ст., в то время такие газы как Ag и He давали скорость откачки меньше 10 л/сек. Сетки описанного выше насоса покрываются слоем Ti. Поэтому в конструкции насоса, описанного М. И. Виноградовым, в качестве ионизатора применен не имеющий сеток магнетрон особой конструкции, позволяющий получить в рабочем пространстве большую концентрацию электронов, движущихся по удлиненным траекториям. Этот насос давал предельное разрежение  $3 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст. и скорость откачки (по водороду) до 5000 л/сек.

Поверхность, адсорбирующая или химически связывающая атомы газа, выбрасываемые электрическим полем из откачиваемого объема, должна, очевидно, рано или поздно оказаться насыщенной, и насос продолжает откачивать только, пока до насыщения далеко. Технически более интересен насос, в котором выбрасываемый электрическим полем газ удаляется форвакуумным насосом, так как такой насос может откачать сколько угодно большое количество газа.

Рассмотрим механизм откачки для разряда, происходящего в цилиндрической трубке (рис. 469) между анодом в области «низкого» давления B, где подключен откачиваемый объем, и катодом в области «высокого» давления A, куда присоединяется форвакуумный насос. Катод эмиттирует  $n_e$  электронов в секунду, которые на пути к аноду ионизируют газ, в результате чего  $n_i$  ионов в секунду направляются полем в область A, где они нейтрализуются и откачиваются форвакуумным насосом. Очевидно, должна существовать в обратном направлении диффузия нейтральных молекул, причем сразу видно, что чем длиннее трубка, тем больше вероятность того, что эти молекулы будут вновь ионизированы и опять увлечены в область A. Давление в области A уменьшается, если

$$n_i > \Delta N, \quad (53.3)$$

где  $\Delta N$  — количество молекул, диффундирующих за 1 сек от B к A. Если на расстоянии  $x$  от катода количество электронов, проходящих за 1 сек через трубку, равно  $n_e(x)$ , то в этом месте через трубку проходит

$$dn_i = n_e(x) p(x) S(U_x) dx$$

ионов. Здесь  $S(U_x)$  — количество ионизаций, создаваемых электроном на пути 1 см, т. е. дифференциальная ионизация (см. § 24);  $p(x)$ ,  $U_x$  — давление и потенциал, которые изменяются вдоль трубки. Полное число ионов равно

$$n_i = \int_0^L n_e(x) p(x) S(U_x) dx. \quad (53.4)$$

В условиях работы ионизационного насоса длина свободного пробега молекул  $\lambda \gg 2r$ . Как известно, в этом случае в трубке устанавливается так называемое

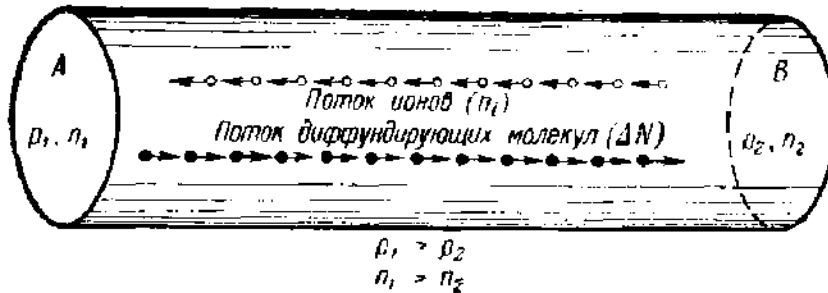


Рис. 469. К расчету условия откачки ионизационного насоса.

молекулярное течение газа и количество проходящих через нее за 1 сек молекул  $\Delta N$  при разности концентраций  $(n_1 - n_2)$  определяется законом Кнудсена [см., например, Л.А.22, гл. 2]:

$$\Delta N = \frac{2}{3} \frac{r^2 \pi \bar{v}}{L} (n_1 - n_2) \approx \frac{2}{3} \frac{r^2 \pi \bar{v}}{L} n_1. \quad (53.5)$$

Условие (53.3), если считать, что насос уменьшает давление настолько, что  $n_1 \gg n_2$ , принимает вид

$$\int_0^L n_e(x) p(x) S(U_x) dx \geq \frac{2}{3} \frac{r^2 \pi \bar{v} n_1}{L}. \quad (53.6)$$

В формуле (53.5) знак равенства соответствует предельному режиму, при котором давление в А остается неизменным. Формулами (53.4) и (53.5) можно воспользоваться для вычисления разности  $(n_i - \Delta N)$  и отсюда скорости откачки насоса, однако практически это сделать затруднительно, так как для  $S(U_x)$  известны только эмпирические выражения; неизвестно также и распределение давления вдоль трубки, хотя оно должно быть близко к линейному. Поэтому ниже введено несколько упрощающих предположений, с помощью которых из формулы (6.53) можно сделать некоторые заключения о конструкции ионизационного насоса. Положим, что число соударений мало, так что электронная лавина не образуется и  $n_e(x) \approx n_e = \text{const}$ , а  $p(x)$  заменим средним давлением

$$\bar{p} = \frac{p_1 + p_2}{2} \approx \frac{p_1}{2}.$$

Интеграл  $\int_0^L S(U_x) dx$ , равный числу ионизаций, производимых в трубке при

единичном давлении, пропорционален ее длине  $L$ . Принимая во внимание также, что  $p_1$  пропорционально  $n_1$  и  $n_2 = I_e/e$ , где  $I_e$  — электронный ток

катода, можно для наименьшей длины  $L_{\min}$ , при которой для заданных  $r$  и  $I_e$  насос начинает работать, написать:

$$L_{\min}^2 = K \frac{r^2}{I_e}, \quad (53.7)$$

где  $K$  — коэффициент пропорциональности, не зависящий от конструктивных данных и режима работы. Формула (53.7) показывает, что приемлемая с конструктивной точки зрения длина трубки насоса, в которой происходит ионизация, может быть достигнута тем легче, чем больше электронный ток  $I_e$  и чем меньше радиус трубки. Шварц, используя экспериментальные значения  $S(U_x)$  для воздуха, вычислил  $L_{\min}$  и получил следующие числа:

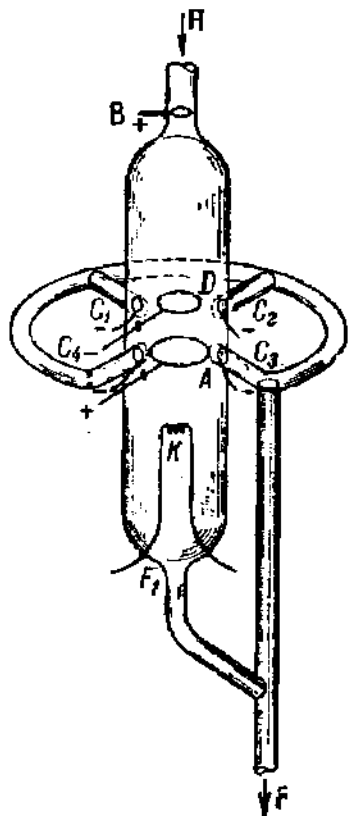


Рис. 470. Конструкция лабораторного ионизационного насоса.

$I_e$ [а]	$r$ [см]	$L_{\min}$ [см]
0,01	0,5	128
0,1	0,5	57
1,0	0,5	25,8
0,01	1,0	278
0,1	1,0	118
1,0	1,0	53

Из расчетов Шварца следует, что только при больших (хотя и достижимых на практике) электронных токах можно получить откачку при приемлемой длине трубки. Ионный ток при рабочих давлениях остается всегда очень малым. Отсюда следует, что пространственный заряд электронов остается нескомпенсированным зарядом ионов и для получения электронного тока порядка нескольких ампер требуются, принимая во внимание длину трубки, огромные напряжения.

Из всего сказанного следует сделать вывод, что с помощью простого разряда в цилиндрической трубке нельзя сконструировать насоса, во всяком случае удобного технически. Выход заключается в том, чтобы увеличить ионизирующую способность электронного потока, не облегчая одновременно диффузию нейтральных молекул из области высокого давления в область низкого давления. Тогда  $\Delta N$  останется прежним, а  $n_i$  возрастет. Это можно сделать, создав продольное магнитное поле и заставив тем самым электроны двигаться по спирали. При этом длину их пути, а значит, и количество ионизаций можно легко увеличить в десятки раз, в то время как диффузия будет происходить в прежних условиях. Очевидно, что  $L_{\min}$  будет меньше и, что также очень важно, ионный ток при таком же самом электронном токе будет значительно больше, и компенсация электронного объемного заряда у катода улучшается.

Таким образом, используя магнитное поле, можно рассчитывать сконструировать ионизационный насос с технически приемлемыми данными. Существует несколько типов ионизационных насосов, работающих на форвакуумный насос.

На рис. 470 изображен схематически небольшой стеклянный насос лабораторного типа. Кроме катода  $K$  и кольцевого ускоряющего анода  $A$  в трубке

находятся электрод  $D$ , имеющий потенциал катода, и электрод  $B$ , на который подано положительное напряжение. Электроны колеблются около  $A$ , и образовавшиеся здесь ионы направляются полем, во-первых, в трубку  $F_1$  (ее наличие необязательно) и, во-вторых, в четыре трубки  $C_1, C_2, C_3, C_4$ , у входа в которые помещены кольцевые электроды, заряженные отрицательно и вытягивающие ионы из разряда. Откачка обычным ротационным насосом ведется через трубку  $F$ . Назначение электрода  $B$  — перекрывать ионам обратный путь в трубку  $H$ , к которой припаиван откачиваемый баллон. На разряд накладывается небольшое магнитное поле, концентрирующее разряд у оси трубки. Испытание насоса показало, что он способен откачать объем в  $500 \text{ см}^3$  от  $10^{-3}$  до  $1,0 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$  за время, меньшее секунды. Специальными экспериментами было показано, что откачиваемый ионизационным насосом воздух не адсорбируется, а удаляется форвакуумным насосом.

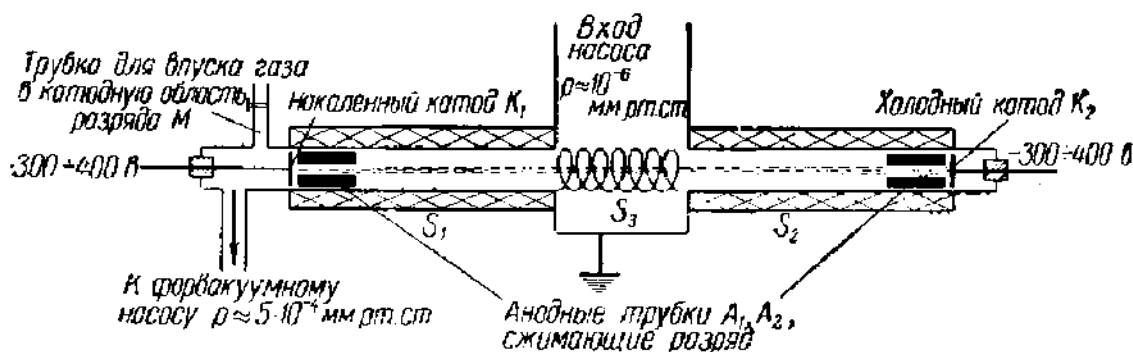


Рис. 471. Ионизационный насос с большой скоростью откачки.

Мощный ионизационный иностранный насос, разработанный для откачки камеры электростатического ускорителя частиц, изображен на рис. 471. В нем используется разряд, стянутый к оси сильным магнитным полем, созданным на краях внешними катушками  $S_1$  и  $S_2$  и посередине помещенной внутрь камеры насоса катушкой  $S_3$ . Корпус насоса и аноды  $A_1$  и  $A_2$  заземлены, а на накаливаемый катод  $K_1$  и холодный (отражающий) катод  $K_2$  подано —  $300 \text{ в}$ . Расходуя на накал катода около  $4,5 \text{ кВт}$  и на создание магнитного поля около  $30 \text{ кВт}$ , удавалось получить ток дуги силой  $10-20 \text{ а}$ . Всего насос поглощает  $40-45 \text{ кВт}$ . При уменьшении давления падает ионный ток и вблизи горячего катода образуется большой электронный пространственный заряд, ограничивающий ток дуги. Чтобы избежать этого, в насос вблизи катода через особый регулируемый натекаль  $M$  извне впускают газ и добиваются нужного увеличения концентрации ионов вблизи катода. Насос мог начинать работу при форвакуумном давлении около  $10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$ , хотя обычно работал при  $3-5 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$  Предельное давление в резервуаре, присоединенном в средней части насоса, против катушки составляло  $0,8 - 6 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$  Насос был использован для откачки камеры емкостью  $48 000 \text{ л}$  и давал скорость откачки  $5000-7000 \text{ л/сек}$ , т. е. он по скорости откачки сравним с мощными диффузионными насосами.

## § 54. Ионные вентили и газоразрядные стабилизаторы

Основная область применения приборов, описываемых в настоящем параграфе, — выпрямление переменного тока, хотя некоторые из них (например, тиратроны) используются не только в выпрямительных, но и многих других схемах. Для выпрямления пригодно всякое устройство, обладающее униполярной (односторонней) проводимостью.

Такие устройства называют вентилями. Наряду с вентилями других типов (электронными высоковакуумными вентилями, полупроводниковыми твердыми вентилями) в технике обширное применение находят ионные вентили.

**1. Технические требования к вентилям.** Ионные вентили различаются по типу разряда (дугового и тлеющего разрядов), по типу катода (ртутный катод, твердый холодный катод, накаливаемый катод), по роду наполняющего газа и по управлению разрядом (управляемые и неуправляемые вентили). Ионные вентили во многих отношениях превосходят описанные выше (гл. 5) высоковакуумные выпрямительные диоды, или кенотроны. Напомним коротко некоторые свойства последних. Существенным недостатком кенотрона является большое падение напряжения, приходящееся на него при прохождении тока в прямом направлении, т. е. в проводящую часть периода. Чем больше внутреннее падение напряжения в вентиле, тем больше теряемая в нем мощность и тем меньше, следовательно, КПД. Этот недостаток кенотрона неустраним, так как из-за пространственного заряда у катода нельзя получить большой анодный ток при низком анодном напряжении.

В непроводящую часть периода в любой выпрямительной схеме вентиль находится под обратным напряжением, которое в зависимости от схемы может значительно превышать амплитудное напряжение сети. Через вентиль в это время течет обратный ток, который в нормальном режиме очень мал. Но при слишком высоком обратном напряжении происходит пробой, сопровождающийся сильным током и часто разрушением самого выпрямителя. Пробой ионного выпрямителя в непроводящую часть периода называется обратным зажиганием. Выпрямитель должен обладать достаточной вентильной прочностью, т. е. выдерживать с запасом то наибольшее напряжение, которое на него накладывается в непроводящую часть периода. Наибольшее обратное напряжение  $(U_{обр})_{max}$  при котором можно еще считать исключенным обратное зажигание, является одним из параметров выпрямителя. Правильно сконструированный и изготовленный кенотрон характеризуется очень слабым обратным током и высокой вентильной прочностью.

**2. Газотроны: внутреннее падение напряжения, потери мощности, вольт-амперные характеристики.** Из сказанного выше (§ 29) о дуговом разряде с катодом постороннего накала ясно, что основным недостатком кенотрона — большое падение напряжения в режиме прямого тока — можно в сильной степени уменьшить введением в баллон газа. Газонаполненный диод с накаливаемым катодом носит название газотрона. Газотроны заполняют парами ртути или инертными газами. В газотроне в проводящую часть периода устанавливается несамостоятельный дуговой разряд с катодом постороннего накала, требующий сравнительно небольшого напряжения. Оценку величины этого напряжения дать нетрудно.

Общее падение напряжения в газотроне складывается из катодного падения, падения в плазме и анодного падения. Катодное падение напряжения в ртутном газотроне меньше потенциала ионизации (10,4 в) и равно 5—8 в. Градиент потенциала в плазме дуги очень мал ( $5 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-2}$  в/см), так что падение напряжения в плазме не превосходит 0,1 в. Анодное падение зависит от размеров анода и силы тока. Большое анодное падение получается только тогда, когда поверхность анода очень мала и при достаточно большом аноде оно не превышает нескольких вольт (6 в в ртутных газотронах). Общее падение напряжения в ртутном газотроне равно 10 ÷ 14 в во всех рабочих режимах. В газотронах, заполненных Ar или Ne, общее падение напряжения несколько выше.

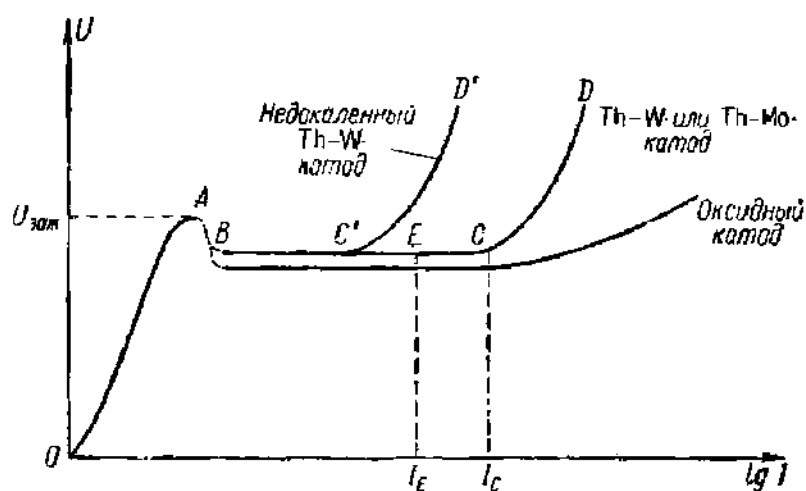


Рис. 472. Вольт-амперные характеристики газотронов с различными катодами.

Вольт-амперная характеристика газотрона для случаев торированного и оксидного катодов приведена на рис. 472. Форма характеристики уже была обсуждена в § 28 (см. рис. 215); особенность характеристики газотрона с оксидным катодом объясняется тем, что оксидные катоды не дают ясно выраженного насыщения. В точке С рабочего участка характеристики анодный ток равен полному току эмиссии катода и при достаточно мощном катоде может достигать десятков ампер. Напомним, что для достижения насыщения в кенотроне с мощным катодом потребовались бы сотни и даже тысячи вольт. Например, для получения тока 0,6 а в высоковольтном кенотроне В-27-800 (крутизна  $S = 1,5$  ма/в) нужно, чтобы  $U_a = 400$  в, причем на аноде выделяется мощность  $P_a = I_a U_a = 240$  вт. В газотроне не только ток больше и внутреннее падение напряжения меньше, но и анод работает в более легких условиях. Если принять  $I_a = 10$  а,  $\Phi_a = 4,5$  эв,  $T_e = 20\,000^\circ K$ , анодное падение напряжения



$U_{ан} = 3$  в, то по формуле (28.16)

$$P_a = I_a \left( \frac{2kT_e}{e} + \frac{\Phi_a}{e} + U_{ан} \right)$$

получим  $P_a \approx 110$  вт.

К числу недостатков газотронов следует отнести наличие затраты мощности на накал катода, опасность распыления катода ионной бомбардировкой и меньшую, чем у кенотронов, вентиляющую прочность.

**3. Распыление катода и обратное зажигание.** Рассмотрим сначала газотроны, наполненные парами ртути. Выше (§ 28) было указано, что в парах ртути скорость распыления Tl—W-катода делается неприемлемо большой при  $U_k \approx 22$  в, а оксидного при  $U_k \approx 25$  в. Столь большие катодные падения  $U_k$  могут возникать в ртутных газотронах от нескольких причин.

На участке  $CD$  характеристики (рис. 472) повышение тока происходит за счет  $\gamma$ -процессов в условиях быстрого роста  $U_k$ . Очевидно, на практике ток через газотрон должен быть ограничен величиной меньшей, чем  $I_C$ , например величиной  $I_E$ . В точке  $E$  катод имеет еще некоторый запас эмиссии. Если катод недокален, то характеристика принимает вид  $OABCD'$ . При отборе тока с недокаленного катода рабочая точка попадает на участок  $C'D'$ , падение напряжения  $U_k$  может превысить предельно допустимое и, несмотря на то, что ток невелик, катод быстро распыляется. Распыление происходит настолько быстро, что опасно не только длительное снижение напряжения накала, но и включение анодного напряжения раньше замыкания цепи накала. Нормальный порядок включения газотрона таков: включают накал и выжидают, пока катод вполне прогреется (время разогрева указывают в паспорте газотрона); только после этого включают анодное напряжение. Только в некоторых газотронах в несколько облегченных режимах допускается одновременное включение накала и анодного напряжения (например, газотрон ГР1-0,25/1,5). Особенно долго приходится прогревать ртутный газотрон после длительного хранения или транспортировки.

В ртутные газотроны вводится капля ртути, так что всегда налицо запас жидкой ртути. Давление ртутного пара, следовательно, определяется температурой наиболее холодной части баллона. В ртутных газотронах вводы катода делают через оттянутую, удаленную от катода и разряда часть баллона — так называемую катодную горловину (см. ниже рис. 474, б), и при работе ставят газотроны вертикально, горловиной вниз. Жидкая ртуть скапливается в горловине, температура которой остается примерно одинаковой при всех режимах разряда и определяется температурой окружающей среды. Температура горловины обычно бывает равна  $30 \div 50^\circ \text{C}$ , и давление ртути в газотроне порядка  $10^{-2}$  мм рт. ст. и меньше. При таких давлениях катодное падение в дуге, как показывает кривая  $I$  на рис. 473,

остается много меньше критической величины 22 — 25 в и распыления практически нет. При понижении температуры среды температура горловины и давление паров падают, а катодное падение  $U_k$  растет. Для всякого ртутного газотрона существует, значит, нижний предел температуры среды, обычно он равен 15—17° С.

Вентильная прочность газотрона ниже, чем у кенотрона, а обратный ток сильнее. В момент перехода от прямого к обратному напряжению между электродами остается часть электронов и ионов. Эти остаточные электроны и ионы образуют обратный ток. Ионы бомбардируют анод в начале обратного полупериода, и если напряжение велико, то возникает опасность зажигания тлеющего разряда, который при достаточной мощности

источника может перейти в дугу. Обратное зажигание ртутного газотрона зависит от ряда факторов, но прежде всего от плотности паров ртути, т. е. от температуры. При увеличении температуры и плотности паров растет плотность тока тлеющего разряда и уменьшается диффузия ионов к стенкам баллона и, следовательно, увеличивается вероятность зажигания обратной дуги. Отсюда следует, что при увеличении температуры горловины должно уменьшаться напряжение обратного зажигания, как это и показывает кривая 2 на рис. 473, найденная опытным путем. Пунктирные вертикальные прямые на рис. 473 отделяют рабочий интервал температур, в пределах которого  $U_k < 22$  в и  $U_{обр. заж} > 3000$  в. Наивысшая температура внешней среды для ртутных газотронов лежит около 50° С.

Газотроны, наполненные инертными газами, нормально работают в любых положениях и при всех обстоятельствах требуют одинакового времени на разогрев катода. Плотность газа в них практически не зависит от температуры среды, так что они могут работать в более широком интервале температур (обычно от — 20 до + 80° С). Ртутные газотроны, однако, имеют преимущество перед газотронами с инертными газами в трех отношениях: 1) они имеют меньшее внутреннее падение напряжения; 2) имеют большую вентильную прочность; 3) более постоянны в работе, так как запас газа в газотронах с инертными газами постепенно убывает вследствие поглощения распыляю-

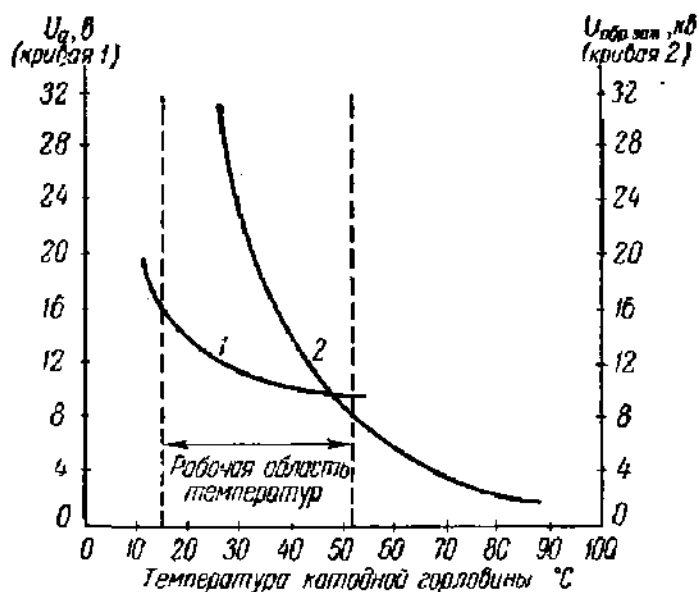


Рис. 473. Область рабочих температур ртутного газотрона.

1 — падение напряжения в газотроне; 2 — напряжение обратного зажигания.

щимися электродами (так называемое жестчение), в то время как в ртутном газотроне всегда остается жидкая ртуть и поглощение роли не играет.

Низким внутренним падением напряжения и высокой вентильной прочностью ртутные газотроны обязаны главным образом низкому значению ионизационного потенциала ртути  $U_i = 10,4$  в и низким метастабильным уровням ртути 4,66 и 5,43 в. Поэтому электроны со скоростями 10—20 в хорошо ионизируют пары ртути и при этих небольших напряжениях и при низких давлениях (порядка сотых миллиметра ртутного столба) оказывается возможным получение токов большой плотности.

Как известно, кривая напряжений пробоя (кривая Пашена, см. рис. 203) в зависимости от произведения  $pd$  имеет резкий подъем слева от минимума. Для ртутных газотронов  $pd$  всегда так мало, что пробивное напряжение соответствует точкам на левой ветви кривой Пашена. Так как, кроме того, и самый минимум кривой Пашена для ртути относительно высок (около 600 в), то напряжение обратного зажигания для ртутных газотронов всегда велико. В газотронах с инертными газами (чаще всего это бывает Аг), чтобы сохранить внутреннее падение напряжения на уровне около 20 в, при заполнении Аг ( $U_i = 15,7$  в) приходится брать давление в несколько миллиметров ртутного столба, что соответствует правой полого поднимающейся ветви кривой Пашена. Кроме того, и минимум кривой Пашена для Аг ниже, чем для ртути. Поэтому газотроны, наполненные Аг, имеют низкую вентильную прочность и применяются только в низковольтных сетях (см. ниже табл. 6, а также [Л.7.1]). Например, наполненный Аг газотрон ВГ-176 (старое название «туингар») имеет  $(U_{обр})_{max} = 150$  в. Однако появившиеся недавно газотроны, заполненные ксеноно-криптоновой смесью (для Хе  $U_i = 12,13$  в,  $(U)_{метастаб} = 8,28 - 9,40$  в; для Кг  $U_i = 14,0$  в,  $(U)_{метастаб} = 9,86 - 10,5$  в), способны подобно ртутным газотронам выдерживать высокие обратные напряжения. Примером может служить газотрон ГГ1-0,5/5, имеющий  $(U_{обр})_{max} = 5000$  в.

**4. Конструкции газотронов.** Два примера конструктивного оформления газотронов приведены на рис. 474, а (газотрон с открытым катодом) и на рис. 474, б (газотрон с катодом, заключенным в тепловой экран). В высоковакуумных приборах катод должен иметь открытую и гладкую поверхность, так как электростатическое поле во впадинах и под экраном будет слабо и анодный ток в этих местах окажется запертым. В газотроне дело обстоит иначе. Область катодного падения потенциала дугового разряда с катодом постороннего накала лежит между катодом и плазмой, везде очень близко подступающей к катоду и проникающей во все его впадины. Поэтому катоду можно придать любую форму — гофрированную, спиральную и т. п. — и пользоваться экранами, преграждающими путь излучению. Ясно, что катод газотрона получается экономичнее катодов

высоковакуумных приборов. В газотронах с инертными газами и вольфрамовыми или пленочными ( $W-Th$ ,  $Mo-Th$ ) катодами большое давление газа препятствует испарению катода и оказывается возможным работать при повышенных температурах. Это также повышает экономичность катода. В случае катодов прямого накала падение напряжения вдоль катода должно быть невелико, так как анодное напряжение обычно равно 10—14 в и разряд с обоих концов

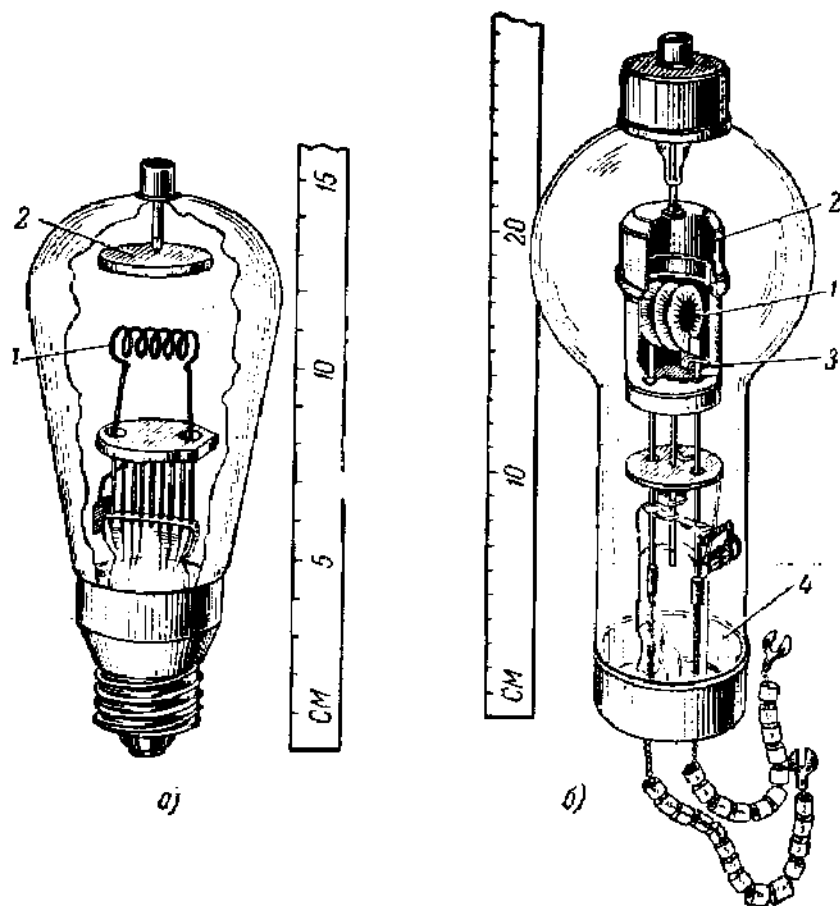


Рис. 474. Конструкции газотронов.

*a* — с открытым катодом; *b* — с закрытым катодом (1 — катод, 2 — анод, 3 — тепловой экран катода, 4 — катодная горловина).

нити может оказаться в различных и на одном из концов в невыгодных условиях. Возможно также зажигание дуги между вводами катода, если  $U_{\text{нак}}$  велико. Газотроны отечественного производства имеют напряжение накала 2,5 и 5 в.

В табл. 6 приведены параметры некоторых газотронов отечественного производства. Срок службы газотронов в условиях нормальной эксплуатации лежит в пределах 1000—3000 часов (подробнее см. [Л.7.1, т. II; Л.А.18; Л.А.19]).

**5. Ртутные вентили.** Для выпрямления токов от 5 до 100 а наряду с газотронами пользуются ртутными вентилями—выпрямителями, имеющими катод из жидкой ртути. Ртутными вентилями пользуются и для выпрямления токов в сотни и тысячи ампер. Ртутные

Таблица 6

## Параметры некоторых газотронов отечественного производства

Наименование	Наполнение	$U_{\text{нак}}$ (в)	$(U_a)_{\text{max}}$ (в)	$(U_{\text{обр}})_{\text{max}}$ (в)	Время прогрева после хранения (мин)	Время прогрева в эксплуатации (мин)
ВГ-161	Ртуть	2,5	1	2500	45	3
ВГ-236	»	2,5	4,0	7000	60	5
ВГ-163	»	5,0	50	15 000	120	30
ВГ-252 (тунгар)	Аргон	2,5	30	300	1,0	1,0
ГГ1-0,5/5	Ксеноно-криптоновая смесь	2,5	1,5	5000	1,0	1,0
ГР1-0,25/1,5* (двух-анодный)	Ртуть	5	0,8	1650		1/12

\*) При облегченном режиме допускается одновременное включение катода и анодного напряжения.

вентили были изобретены Купер-Юиттом еще в 1901 г. и получили распространение, начиная с 1914—1915 гг.

Мощные высоковольтные ртутные вентили были впервые разработаны в 1921 г. В. П. Вологдиным. Они использовались во всех радиостанциях, изготовленных в Нижегородской радиолаборатории. По конструкции и силе тока различают два типа ртутных вентилях:

а) большие цельнометаллические ртутные вентили, рассчитанные на тысячи ампер и работающие в условиях непрерывной откачки;

б) стеклянные вентили, в отпаянных от насоса колбах с воздушным охлаждением на токи от нескольких ампер до нескольких сотен ампер. Мы опишем только стеклянные вентили.

Представление об устройстве простейшего двуханодного ртутного вентиля дает рис. 475. Жидкий ртутный катод вентиля находится в нижней части большой стеклянной колбы. Железные или графитовые аноды для предупреждения попадания на них капель ртути, конденсирующейся на стенках, помещаются в припаянных к колбе широких трубках — анодных рукавах. Для зажигания разряда в вентиле напряжение сети, конечно, недостаточно и для этого служит отдельный анод зажигания. Чтобы зажечь разряд в вентиле, устанавливают на мгновение контакт между анодом зажигания и катодом и сразу же разрывают его. В месте разрыва образуется дуга, которая тотчас же переходит на один из рабочих анодов вентиля. Контакт между катодом и анодом зажигания в вентиле, изображенном на рис. 475, осуществляется с помощью электромагнита, действующего на кусок железа Fe. Часто контакт осуществляют просто наклоном колбы вентиля. После перехода дуги на один из рабочих анодов цепь зажигания замыкают.

В вентиле устанавливается дуга в парах ртути с холодным катодным пятном; свойства этого типа разряда были описаны раньше. С анода зажигания дуга переходит на анод, находящийся в тот момент под положительным напряжением; затем, когда знаки напряжений на анодах меняются, дуга переходит на другой анод и т. д. Для того чтобы предупредить погасание дуги в те моменты, когда оба рабочих анода находятся под нулевым напряжением, в некоторых

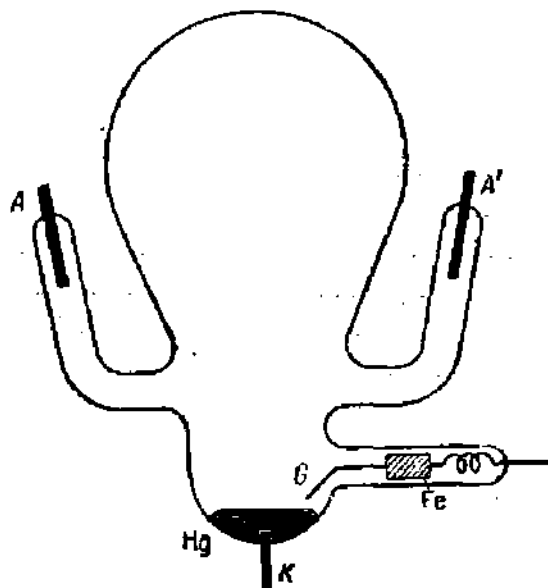


Рис. 475. Двуханодный ртутный вентиль.

A, A' — аноды; Fe — брусок из железа, к которому прикреплен контактный стержень G; K — катод.

конструкциях вентиляей предусмотрены добавочные, так называемые дежурные аноды, разряд на которых не гаснет все время работы и тем самым поддерживает ионизацию паров ртути. Дежурная дуга поглощает некоторую хотя и небольшую мощность и уменьшает КПД вентиля, а также увеличивает обратный ток главной дуги за счет ионов, диффундирующих из дуги возбуждения в пространство главной дуги.

Процессы в вентилях с тремя и шестью анодами, применяемыми в схемах выпрямления трехфазного тока, существенно не отличаются от процессов в двуханодном вентиале [Л.7.1, т. II]. Падение напряжения в ртутном вентиале при прохождении через него прямого тока, как и в газотроне, равно

$$U_{\text{общ}} = U_{\text{кат}} + (U)_{\text{плазмы}} + U_{\text{ан}}. \quad (54.1)$$

В ртутном вентиале дуга гораздо длиннее, чем в газотроне, и  $(U)_{\text{плазмы}}$  соответственно больше. Поэтому  $U_{\text{общ}}$  в ртутном вентиале достигает 20—30 в.

Можно указать несколько причин обратного зажигания ртутных вентиляей. Это — попадание на анод ртути, которая, испаряясь с накаливаемой поверхности, резко повышает плотность пара, загрязнение анода примесями с небольшой работой выхода, недостаточная деионизация разрядного пространства, получающаяся при перегрузке вентиля током, плохое обезгаживание при откачке. Показателем опасности возникновения обратного зажигания служит увеличение обратного тока, указывающее, что не работающий в данную часть периода анод подвергается усиленной ионной бомбардировке.

Большим преимуществом ртутных вентиляей является стойкость катода по отношению к перегрузкам. Во время работы ртуть все время испаряется и конденсируется на стенках колбы, большие размеры которой способствуют охлаждению. Ртуть стекает обратно на катод, который, таким образом, сохраняется без всяких изменений.

Сведения о выпускаемых промышленностью типах ртутных вентиляей и их параметрах можно найти в справочной литературе [Л.7.1, т. II].

**6. Тиратроны, механизм действия сетки.** С помощью дополнительного электрода, введенного в ионный прибор, можно управлять моментом зажигания разряда. К группе приборов дугового разряда с управлением временем зажигания относятся ртутные вентиляи с сетками, игнитроны и тиратроны. Особенно широкое и разнообразное применение получили тиратроны.

Тиратрон отличается от газотрона наличием третьего электрода сетки, которая служит для управления зажиганием разряда. Две конструкции сеток тиратронов показаны на рис. 476. Сетка тиратрона, как видно из рисунка, сильно отличается от сетки вакуумного триода. Она имеет немного относительно больших отверстий или даже только одно; для усиления экранировки анода применяют две —

три сетки, расположенные друг над другом. Сетка тиратрона соединена с цилиндром, охватывающим катод и анод. Этим ограничивается объем, занятый плазмой во время разряда, и исключается всякая возможность перехода электронов от катода к аноду помимо сетки. Катод и анод тиратрона существенно не отличаются от соответствующих электродов газотрона.

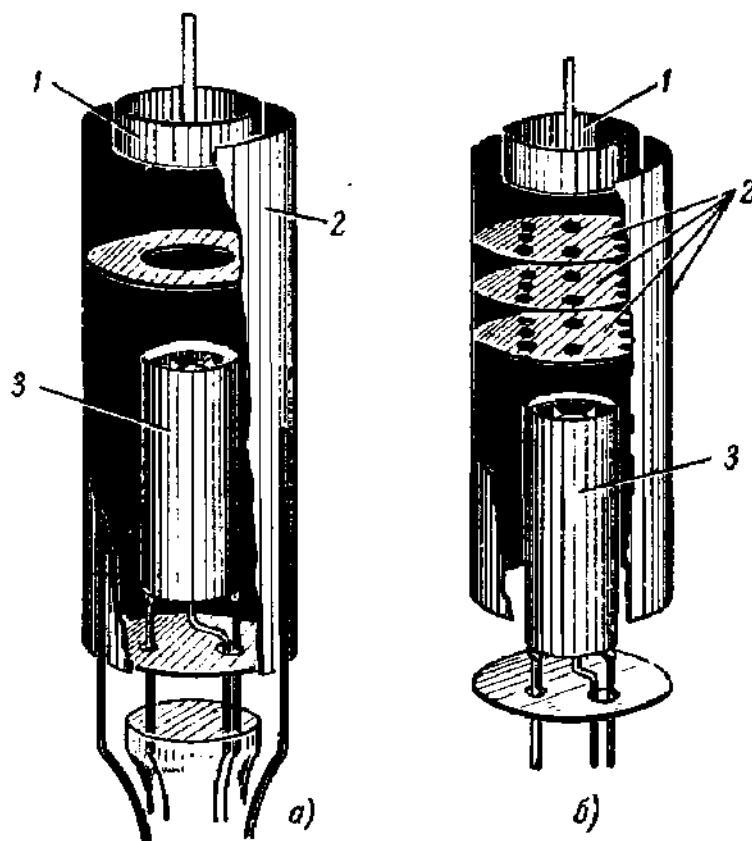


Рис. 476. Две конструкции сеток тиратронов:

*a* — сетка тиратрона с отрицательной характеристикой зажигания; *b* — сетка тиратрона с положительной характеристикой зажигания. На обоих рисунках: 1 — анод; 2 — сетка, соединенная с цилиндром, ограничивающим разрядный объем; 3 — катод.

На рис. 477 изображены характеристика тиратрона, измеренная при постоянных параметрах анодной цепи  $\mathcal{E}_a$  и  $R_a$ , и для сравнения анодно-сеточная характеристика вакуумного триода. Если геометрия электродов обоих приборов одинакова, то обе характеристики начинаются из общей точки, так как до появления тока электростатическое поле в них одинаково. В дальнейшем характеристика тиратрона идет несколько выше характеристики триода и при некотором  $U_c = U_z$  (напряжение зажигания или пусковое напряжение) в тиратроне зажигается дуговой разряд. Анодный ток, не превышающий на начальном участке характеристики немногих микроампер, скачком возрастает до величины, определяемой свойствами катода и внешней цепью (около 1 а для достаточно мощного катода и  $\mathcal{E}_a$  и  $R_a$ , указанных на рисунке), и в дальнейшем перестает зависеть от  $U_c$ .



а анодное напряжение падает до 10—20 в — величины, характерной для дуги с катодом постороннего накала\*). Сопротивление  $R_c$  в цепи сетки ограничивает величину сеточного тока после зажигания дуги.

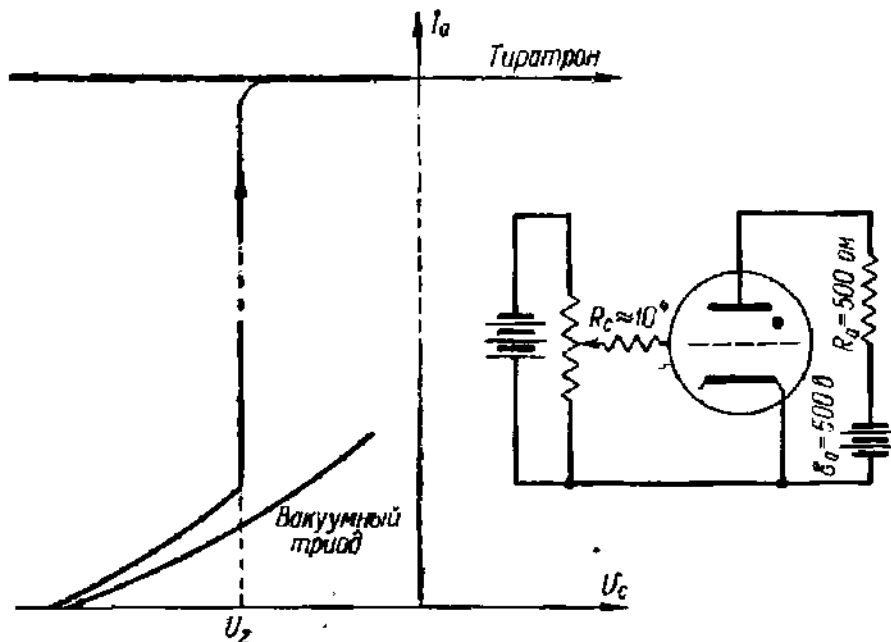


Рис. 477. Сравнение характеристик тиратрона и вакуумного триода.

Справа — схема измерения характеристики тиратрона.

Таким образом, после зажигания разряда сетка тиратрона теряет способность управлять разрядом. Уменьшение  $U_c$  даже до значения, много меньшего пускового напряжения  $U_z$ , не гасит разряд и не возвращает сетке ее управляющей способности. Последнюю можно восстановить, выключив анодное напряжение  $U_a$  на время, достаточное для деионизации междуэлектродного пространства. Правда, в тиратронах с небольшими отверстиями сетки при очень больших отрицательных  $U_c$  разряд прерывается. Этот, на практике редко встречающийся случай мы рассмотрим отдельно.

Проследим, что происходит вблизи сетки. Если не считать токов утечки по изоляции и баллону прибора и тока электронной эмиссии с сетки, то на сетку при  $U_c \ll 0$  течет чисто ионный ток и вблизи нее образуется положительный пространственный заряд.

На анод течет очень слабый электронный ток (рис. 478, а). По мере увеличения  $U_c$  на сетку начинают попадать быстрые электроны и ток сетки еще до зажигания может изменить знак. После зажигания все разрядное пространство, за исключением тонкого слоя у электродов, заполняется плазмой и сетка оказывается в положении,

\* В момент зажигания дуги для тока сразу открывается свободный проход через прибор. Это отражено в его названии, происходящем от слова «тира» — дверь (греч.).

аналогичном положении отрицательно заряженного зонда в плазме (рис. 478, б). За пределами положительного слоя простирается теперь невозмущенная плазма, на процессы в которой и на анодный ток сетка не оказывает никакого влияния.

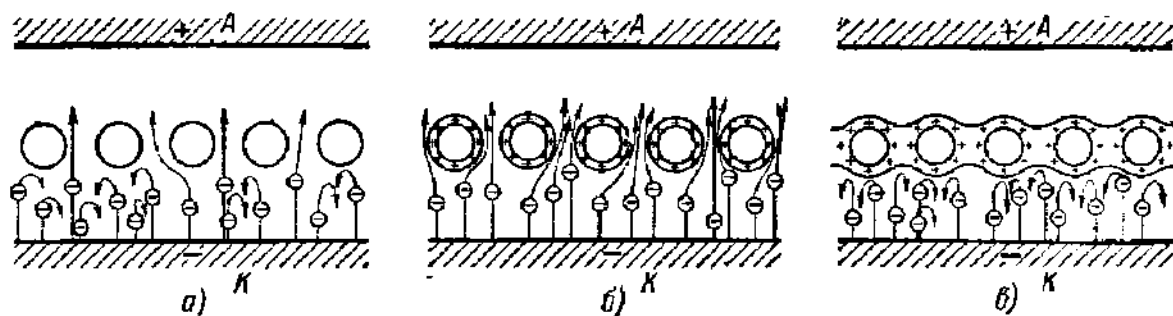


Рис. 478. Характер движения электронов в тиратроне.

а — тиратрон до зажигания; б — тиратрон в рабочем режиме; в — перекрытие ионных слоев в отверстиях сетки и в режиме обрывания разряда.

Как известно из теории зондов, при изменении  $U_c$  меняется толщина ионного слоя около сетки. Анодный ток не будет зависеть от  $U_c$ , пока отверстия сетки частично заполнены невозмущенной плазмой. Но если толщина положительных слоев у сетки увеличится на столько, что они начнут перекрывать и полностью закроют отверстия сетки, то пути электронов, идущих к аноду, уже не лежат целиком в невозмущенной плазме и сетка вновь начинает оказывать воздействие на движение электронов. При дальнейшем увеличении отрицательного напряжения сетки можно ожидать, что анодный ток будет заперт (рис. 478, в). Значение  $U_c$ , при котором отверстия сетки заполняются ионным слоем, можно вычислить.

Толщину слоя для сетки из параллельных стержней прямоугольного сечения можно рассчитать по формуле Ленгмюра для плоских электродов, принимая границу невозмущенной плазмы за эмиттер ионов, как это было сделано выше в теории плоского зонда (§ 27). Для сетки из параллельных круглых стержней нужно применить формулу Ленгмюра — Богуславского для цилиндрических электродов с внешним эмиттером, а для сетки, имеющей вид диска с цилиндрическими круглыми отверстиями (рис. 479), — ту же формулу для случая внутреннего эмиттера (см. § 9).

Рассмотрим численный пример для сетки с круглыми отверстиями. Положим, что диаметр отверстий сетки 0,2 см и плотность тока на поверхности сетки  $j_c = 10^{-5}$  а/см<sup>2</sup>. По формуле Ленгмюра — Богуславского

$$j_c = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{U_s^{3/2}}{r^2 \beta^2 \left( \frac{r}{r-s} \right)}, \quad (54.2)$$

где  $U_s$  — напряжение между сеткой и границей плазмы. Пусть

тиратрон заполнен ртутными парами (атомный вес 200,6). При заполнении отверстий сетки  $s \rightarrow r$  и  $\beta^2 \left( \frac{r}{r-s} \right) \rightarrow \beta^2 (\infty) = 1$ . Формула (54.2) при  $r = 0,1$  см,  $j_c = 10^{-5}$  а дает  $U_s \approx 8,9$  в. Как видно из рис. 479:

$$\mathcal{E}_c = U_s + U_{R_c} + U_{\kappa_s},$$

где  $U_{R_c}$  — падение напряжения в сеточном сопротивлении и  $U_{\kappa_s}$  — падение напряжения в плазме от катода до границы плазмы с ионным

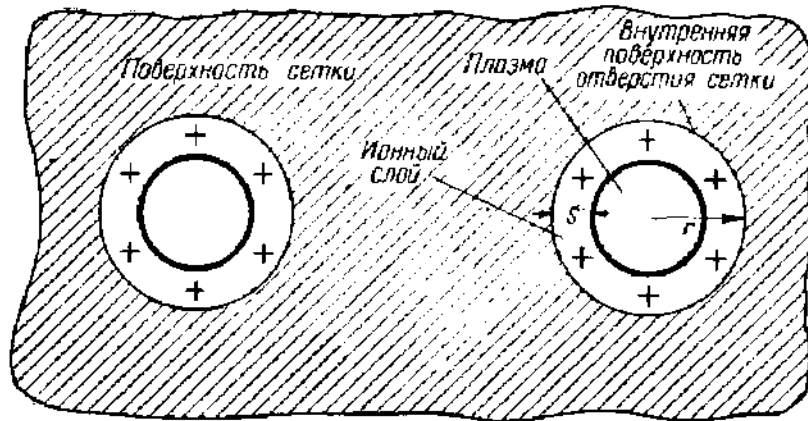


Рис. 479. Ионные слои в круглых отверстиях сетки тиратрона.

слоем. Ввиду того что при изменении режима разряда градиент потенциала в плазме мало меняется, можно принять, что  $U_{\kappa_s}$  приближенно равно напряжению сетки, при которой зажигается разряд, т. е.  $U_{\kappa_s} = U_z$ . Предположим, что поверхность сетки равна  $10$  см<sup>2</sup>,  $R_c \approx 10^3$  ом и при выбранном анодном напряжении  $U_a = 5$  в. Тогда отверстия сетки будут заполнены ионным слоем, если

$$\mathcal{E}_c = 8,9 + 10^{-5} \cdot 10 \cdot 10^3 + 5 = 14 \text{ в.}$$

Следовательно, для гашения разряда в тиратроне при неизменном  $U_a$  нужно включить в цепь сетки не менее  $14$  в, в то время как для того, чтобы не дать возникнуть разряду при том же самом  $U_a$ , достаточно  $U_c = U_z = -5$  в. Это различие, очевидно, связано с тем, что в одном случае речь идет о тиратроне, заполненном разрядом, а в другом — о тиратроне в предразрядном состоянии. В этом состоянии тиратрон принципиально ничем не отличается от вакуумного триода и, казалось бы, можно было, сводя его к системе эквивалентных диодов, найти поле и затем рассчитать теоретически зависимость  $U_z$  от  $U_a$  — так называемую пусковую характеристику тиратрона. Однако сетки тиратронов имеют всегда очень грубое строение (большие отверстия) и сведение тиратронов к эквивалентным

диодам оказывается невозможным. Плотность тока на отрицательную сетку (см. теорию зондов § 27)

$$j_c = j_i = \frac{1}{4} n_i e v_i.$$

Отсюда, задаваясь обычными для плазмы в тиратронах значениями  $n_i = 10^{11} \div 10^{13} \text{ 1/см}^3$ , можно по формулам закона трех вторых, соответствующим форме сеток, найти характерные для рабочих режимов тиратронов толщины слоев. Полученные таким путем значения  $s$  не выходят за пределы десятых долей миллиметра, так что в обычных условиях отверстия сеток тиратронов не полностью закрыты положительными слоями и условия запираения тока заведомо не выполняются. Этим и объясняется то, что, оставаясь в пределах практически применяемых  $\mathcal{E}_c$ , нельзя погасить разряд в тиратроне с сеткой обычной конструкции.

**7. Пусковые характеристики.** Наибольшее прямое и обратное напряжения зажигания. Кривая зависимости пускового напряжения от анодного напряжения  $U_a$  называется пусковой характеристикой или характеристикой зажигания тиратрона. Для тиратронов с сетками большой проницаемости (рис. 476, а)  $U_z$  отрицательно для всех  $U_a$ , кроме самых малых, так как анод экранирован относительно слабо (отрицательные характеристики зажигания).

В тиратронах с сеткой малой проницаемости разряд зажигается только при  $U_c > 0$ , так как анод сильно экранирован и почти не влияет на поле у катода. По этой же причине  $U_z$  почти не зависит от  $U_a$ . Большинство тиратронов, выпускаемых промышленностью, имеет отрицательные пусковые характеристики.

Положение и форма пусковых характеристик зависят от температуры среды для ртутных тиратронов и от сеточного сопротивления  $R_c$ , а для тиратронов прямого накала и от положения общей точки схемы. При изменении температуры меняется плотность газа, а значит, и режим тока и пространственного заряда в предразрядный период, когда в тиратроне создаются условия для зажигания. Этим объясняется влияние температуры. Влияние  $R_c$  объясняется тем, что по  $R_c$  течет сеточный ток и  $U_c$ , таким образом, зависит от  $R_c$ . Влияние выбора общей точки схемы связано с тем, что в зависимости от этого в тиратроне с катодом прямого накала по-разному распределяется напряжение в промежутке анод — катод, а зажигание начинается с той части катода, которая относительно анода имеет наименьший потенциал.

Таким образом, при изменении схемы и режима тиратрона в пределах, допускаемых техническими условиями, положение пусковой характеристики несколько меняется, оставаясь в пределах некоторой области на плоскости  $(U_a, U_c)$ . Крайние возможные положения пусковой характеристики определяют границы пусковой области тиратрона. В качестве примера на рис. 480 приведена пусковая область

тиратрона с газовым наполнением ТГ1-0,1/0,3. Пусковая область имеет важное значение для работы тиратрона. Поэтому в паспорте тиратрона приводится либо соответствующий график, либо, по крайней мере, так называемые контрольные точки, определяющие с известной точностью границы пусковой области. Для тиратрона

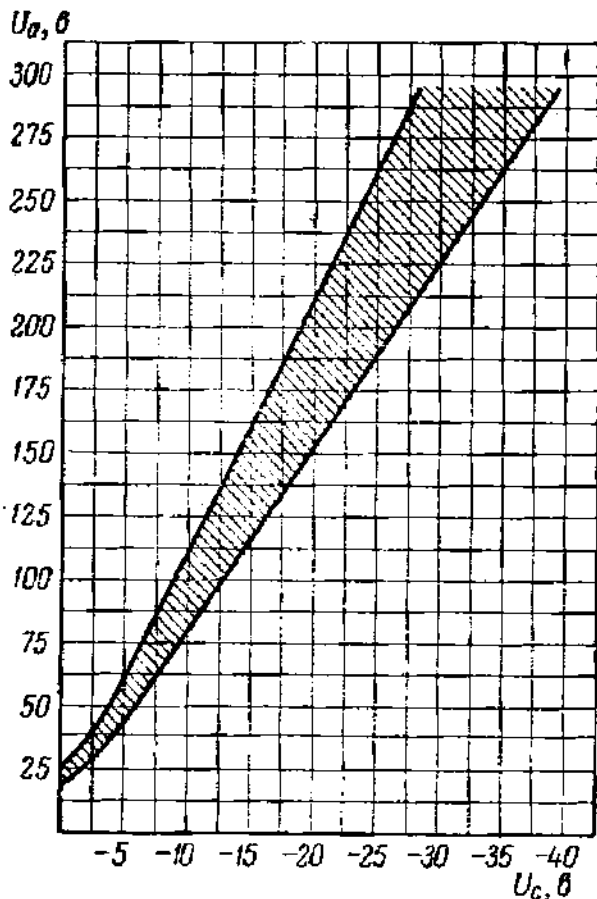


Рис. 480. Пусковая область тиратрона ТГ1-0,1/0,3.

ТГ1 = 0,1/0,3 в паспорте указываются следующие контрольные точки: 1)  $U_a = 110$  в,  $U_c = -10$  и  $-14$  в; 2)  $U_a = 220$  в,  $U_c = -21$  и  $-29$  в.

Для работы тиратронов в схеме существенно знать, насколько надежно он запирается при максимальном возможном отрицательном напряжении на сетке  $-U_c < 0$ . Максимальное отрицательное напряжение на сетке определяется тем, что при чрезмерном понижении  $U_c$  возможен пробой между сеткой и катодом, нарушающий работу тиратрона. Верхняя граница запирающего напряжения сетки составляет обычно 60–80 в. Счевидно, что пробой между анодом и катодом возможен как в прямом, так и в обратном направлении и вентиляльная прочность тиратрона характеризуется двумя параметрами:  $(U_{обр})_{max}$  и  $(U_{прям})_{max}$ .

Напряжения  $(U_{обр})_{max}$  и  $(U_{прям})_{max}$  как важные для технических расчетов параметры указываются в паспорте тиратрона. Они зависят от конструкции электродов и наполняющего газа.

**8. Деионизация в тиратронах. Восстановление управляющего действия сетки.** Если за время запирающего полупериода не успеет исчезнуть плазма, заполняющая разрядное пространство и отверстия в сетке, то в следующем за ним проводящем полупериоде разряд возникает независимо от сеточного напряжения. Иными словами, управляющее действие сетки теряется, если деионизация разрядного пространства происходит недостаточно быстро. Время деионизации существенно не только для работы тиратрона в схемах выпрямления, но и для их работы в других схемах (релаксационных генераторах, модуляторах радиолокационных передатчиков), а также для таких приборов, как ионные разрядники или модулируемые газоразрядные источники света, которые будут описаны ниже.

Выше (§ 24) была рассмотрена деионизация, происходящая путем объемной рекомбинации, при условии, что токи на стенки и электроды играют ничтожную роль. В ионных приборах, например тиратронах, положение иное: главное значение в процессе деионизации имеют токи на твердые поверхности (стенки, электроды), а влияние объемной рекомбинации в газе относительно слабо. Рассмотрим ход процесса деионизации в этих условиях.

Пусть в некоторый момент ток через разрядную трубку прекращается и деионизация происходит при отсутствии напряжений на электродах. После прекращения тока в течение очень небольшого промежутка времени ( $10^{-7} \div 10^{-8}$  сек) области катодного и анодного падения напряжения меняются, принимая такой же вид, как слои объемных зарядов вблизи стенок, на которые в процессе разряда тока не было. Градиент потенциала в плазме обращается в нуль, и сама плазма (в соответствии с большей подвижностью электронов) оказывается заряженной положительно по отношению к твердым поверхностям, отделенным от нее положительными ионными слоями.

Электроны и ионы не получают больше энергии от внешнего поля. Поэтому из плазмы вскоре исчезают самые быстрые электроны, энергия которых теряется в ионизирующих и возбуждающих соударениях. С их исчезновением прекращается ионизация и возбуждение, а температура электронов  $T_e$  падает, стремясь либо к температуре газа  $T$ , либо, если в газе остался накаленный катод, к температуре  $T_k$  электронов, эмиттируемых катодом. Температура ионов  $T_i$ , которая и в стационарном разряде мало отличалась от  $T$ , очень быстро с ней сравнивается, и распределение скоростей ионов приближается к максвелловскому.

В ионных приборах деионизация часто протекает при наличии напряжений на электродах, как это имеет место, например, в двух-электродном вентиле в течение запирающего полупериода. Рассмотрим качественно ход деионизации для этого случая. После прекращения разряда в прямом направлении электроны выталкиваются полем из области, прилегающей к аноду, на который теперь подано отрицательное напряжение, а ионы, наоборот, устремляются к аноду. Вблизи анода образуется слой положительного объемного заряда, за пределами которого простирается невозмущенная плазма, в которой поле отсутствует. На катод должен течь электронный ток, равный ионному току на анод. Вследствие различия в массах электронов и ионов равенство токов может иметь место только в том случае, если потенциал плазмы относительно катода положителен и электроны попадают у катода в тормозящее поле. Распределение потенциала должно принять, следовательно, вид, показанный на рис. 481. Ионы, попадающие на границу слоя у катода, ускоряются полем и также попадают на катод, однако электронный ток на катод больше ионного на величину, равную анодному ионному току. При этих условиях из плазмы уходит равное число электронов и ионов. Как видно из

рисунка, падение напряжения в слое объемных зарядов у анода даже несколько больше  $U_{обр}$ .

Как уже отмечалось, после прекращения разряда распределение скоростей ионов делается максвелловским и плотность ионного тока на границу между слоем и плазмой оказывается равной  $j_i = \frac{1}{4} n_i \bar{v}_i$ . Так как при  $U_{обр} = \text{const}$ , по закону трех вторых, толщина слоя пропорциональна  $1/\sqrt{j_i}$ , а  $j_i$  уменьшается вследствие уменьшения  $n_i$  в процессе деионизации, то толщина слоя растет и граница слой — плазма отодвигается от анода. Ток на анод, следовательно, равен заряду ионов, попадающих за 1 сек из невозмущенной плазмы на

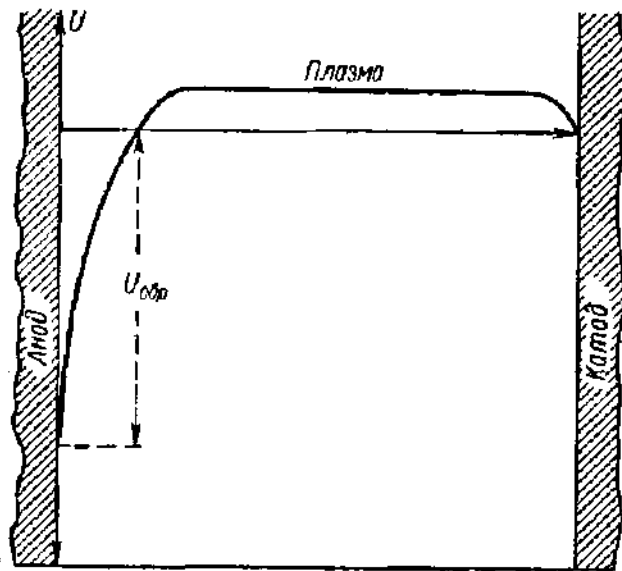


Рис. 481. Распределение потенциала в двухэлектродной газонаполненной разрядной трубке с холодным катодом во время деионизации, протекающей в непроводящую часть периода.

границу слой — плазма, плюс заряд ионов, попавших за 1 сек внутрь слоя вследствие перемещения его границы. Эта картина процесса деионизации при наличии напряжений на электродах подтверждается экспериментом\*). Существенно, что за пределами слоев в невозмущенной плазме деионизация происходит так же, как в отсутствие поля. Поэтому теорию деионизации плазмы в отсутствие поля следует рассмотреть подробнее. Предположим, что во время распада плазмы в ней сохраняется максвелловское распределение скоростей электронов и ионов и что слой положительного объемного заряда у стенок и электродов

остаются тонкими. Поле не проникает в плазму, и на границу слоя электроны и ионы попадают в процессе их теплового движения. В слое электроны тормозятся полем и ионный и электронный токи, а значит, и концентрации  $n_i$  и  $n_e$  остаются во время распада разными между собой. Для изменения числа ионов  $N_i = n_i V$  во всем объеме плазмы  $V$  за время  $dt$  можно написать:

$$dN_i = d(Vn_i) = -S \frac{n_i \bar{v}_i}{4} dt = -Sn_i \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_i}} dt = -\alpha Sn_i dt. \quad (54.3)$$

Здесь  $\alpha = \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_i}}$  и  $S$  — поверхность слоя, в силу его тонкости, почти равная поверхности стенок, окружающих плазму. Полагая, что

\*) Б. Г. Менделев и И. А. Святоезерская, Деионизация паров ртути низкого давления в сильном электрическом поле, ЖТФ 21, 1, 18, 1951.

в начале процесса деионизации  $t = 0$   $n_i = n_{i0}$ , получим:

$$\frac{dn_i}{n_i} = -\frac{\alpha S}{V} dt, \quad n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{\alpha S}{V} t\right) = n_{i0} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (54.4)$$

причем через  $\tau$  обозначена постоянная деионизации:

$$\tau = \frac{V}{\alpha S} = \frac{V}{S} \sqrt{\frac{2\pi m_i}{kT}}. \quad (54.5)$$

Пусть  $V = 5 \text{ см}^3$ ,  $S = 15 \text{ см}^2$ , газ — пары ртути (молекулярный вес  $M_{\text{Hg}} = 200,6$ ) и  $T = 1000^\circ \text{К}$ . Подстановка этих данных в (54.5) дает  $\tau = 42 \text{ мксек}$ . Принятые в примере цифры подходят для небольшого тиратрона, в котором после снятия напряжения остается накаленный катод. Значение  $\tau$ , найденное по формуле (54.5), по порядку правильно.

Однако предположения, положенные в основу вывода формулы (54.5), неточны: в действительности слой объемных зарядов у стенок во время распада расширяется и поле постепенно проникает в плазму. Движение электронов и ионов на стенки представляет собой (при не очень малых давлениях) дипольную диффузию, подчиняющуюся для одномерного случая плоских электродов уравнению

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -D_a \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}.$$

Диффузионная теория распада плазмы была разработана В. Л. Грановским. В этой теории было показано, что максвелловское распределение сохраняется во время распада, а изменение концентрации в начале процесса деионизации подчиняется экспоненциальному закону (ср. формулу (54.4)), а затем меняется более медленно вследствие уменьшения температуры электронов. Постоянная деионизации в диффузионной теории зависит от геометрии электродов, и ее можно вычислить для плазмы между плоскими электродами, плазмы, окруженной сферическими стенками, и т. п.

Для восстановления управляющего действия сетки тиратрона не требуется, однако, полной или почти полной деионизации междуэлектродного пространства. Напряжение сетки начинает действовать на анодный ток, как только отверстия сетки оказываются перекрытыми слоем объемных зарядов, расширяющимся во время распада плазмы.

Вычислим время перекрытия для случая сетки с круглыми отверстиями (рис. 479). Так как концентрация ионов убывает по формуле (54.4), то для плотности ионного тока через слой можно написать:

$$j_i = j_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (54.6)$$

где  $j_0 = (j_i)_{t=0}$  — ионный ток на сетку в начале распада плазмы. С другой стороны, считая, что ток на сетку чисто ионный и ограничен



пространственным зарядом слоя, для сетки с круглым цилиндрическим отверстием получим:

$$j_i = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{U_s^{\frac{3}{2}}}{r^2 \beta^2 \left(\frac{r}{r-s}\right)},$$

или

$$j_i = \frac{5,41 \cdot 10^{-8} U_s^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{M} r^2 \beta^2 \left(\frac{r}{r-s}\right)} \quad [a/cm^2], \quad (54.7)$$

где  $M$  — молекулярный вес газа. Пусть отверстия сетки перекрыты ионным слоем при  $t = \theta$ , т. е.  $r = (s)_{t=\theta}$ ;  $\beta^2 \left(\frac{r}{r-s}\right)_{t=\theta} = \beta^2(\infty) = 1$ . Из (54.6) и (54.7) следует:

$$j_0 \exp\left(-\frac{\theta}{\tau}\right) = \frac{5,41 \cdot 10^{-8} U_s^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{M} r^2},$$

и время начала запираания равно

$$\theta = \tau \ln \left\{ \frac{\sqrt{M} r^2 j_0}{5,41 \cdot 10^{-8} U_s^{3/2}} \right\} = \tau \ln \left\{ 16,75 + \ln \left[ \frac{\sqrt{M} r^2 j_0}{U_s^{3/2}} \right] \right\}. \quad (54.8)$$

В (54.8) напряжение  $U_s$  сетки относительно плазмы можно заменить ее напряжением  $U_c$  относительно катода, так как в процессе распада плазмы катодное падение исчезает. Формула (54.8), полученная В. Л. Грановским, показывает, что время восстановления управляющего действия сетки связано с ее напряжением формулой вида

$$\theta = a - b \ln U_c, \quad (54.9)$$

которая хорошо подтверждается на опыте [Л.7.25]. Она справедлива для сеток различных конфигураций.

**9. Типы тиратронов.** Промышленность изготавливает тиратроны различных типов, отличающиеся друг от друга по электрическим параметрам, наполнению, размерам, температурным пределам и т. д. и предназначенные для работы в разнообразных схемах (управляемые выпрямители, релаксационные генераторы, модуляторы радиолокационных передатчиков, устройства для автоматического управления и регулировки). Для работы в одних схемах имеют значение одни параметры тиратронов, для работы в других схемах — другие параметры. Например, время восстановления действия сетки малоинтересно для работы в низкочастотных схемах выпрямления, если только оно достаточно мало. Поэтому в заводском паспорте или справочнике приводят обычно только основные параметры.

В отношении анодных напряжений тиратроны можно разделить на низковольтные и высоковольтные. К низковольтным принадлежит уже упоминавшийся тиратрон ТГ1 — 0,1/0,3, для которого амплитуда как обратного, так и прямого напряжения не должна превышать 0,3 кВ\*). В группе высоковольтных тиратронов встречаются приборы как с ртутным, так и с газовым наполнением; например ТР1-6/15,  $(U_{обр})_{max} = (U_{прям})_{max} = 15$  кВ, ртутный или ТГ1-2,5/4 наполнен ксеноно-криптоновой смесью  $(U_{обр})_{max} = 4$  кВ;  $(U_{прям})_{max} = 3$  кВ. Такие параметры, как напряжение и ток накала, время разогрева катода, максимальная амплитуда анодного тока и средний анодный ток (в зависимости от схемы равный  $1/2$  —  $1/4$  амплитуды тока), пределы температуры внешней среды, имеют тот же самый смысл, что и для газотронов, и дополнительных разъяснений не требуют. Для цепи сетки указывается сопротивление  $R_c$ , включение которого гарантирует, что сеточный ток не превысит допустимой величины.

Пусковая область тиратрона задается либо специальным графиком, приложенным к паспорту, либо контрольными точками. Иногда, если границы пусковой области примерно параллельны, указывают ее ширину в вольтах. Заметим, что чем меньше область зажигания, тем более четкой будет работа газотрона. В самом деле, если точкам по одну сторону пусковой области всегда соответствует запертый, а по другую ее сторону всегда зажженный тиратрон, то точке внутри пусковой области, смотря по обстоятельствам, может соответствовать как то, так и другое состояние. Применяя газовое наполнение для уменьшения сеточных токов, удастся в некоторых случаях свести пусковую область практически к одной пусковой характеристике. Таковы, например, тиратроны ТГВЭИ-1-24 и ТГВЭИ-0,03/1000, разработанные в ВЭИ (Всесоюзный электротехнический институт), характеристики зажигания которых не меняются при изменении  $R_c$  в широких пределах.

В табл. 7 даны параметры (не все) некоторых тиратронов отечественного производства.

Во второй строке таблицы указаны параметры экранированного тиратрона ТГ1-0,1/0,3. Представление о конструкции экранированных тиратронов можно получить из рис. 482. Управляющая сетка представляет собой кольцо или диск с одним большим отверстием, а экранирующая сетка состоит из двух дисков с отверстиями, расположенных перед управляющей сеткой и анодом, и цилиндра, охватывающего все разрядное пространство. Напряжение экранирующей сетки сильно влияет на поле у катода и, значит, на положение пусковой характеристики. Меняя напряжение экранирующей сетки, можно пусковую характеристику смещать в широких пределах, в частности сделать ее положительной. Это свойство расширяет область применения экранированных тиратронов. Существенным преимуществом

\*) Систему обозначений ионных приборов см. § VI.

Таблица 7

## Параметры некоторых тиратронов

Наименование	Наибольшая амплитуда тока [а]	Наибольшее среднее значение тока [а]	Наибольший ток при импульсной работе [а]	$(U_{обр})_{max}$ [а]	$(U_{прям})_{max}$ [а]	$U_{нак}$ [а]	$R_c$ [ом]	Время восстановления управляющей сетки [мксек]	Наибольшее падение на пряжене [а]	Катод	Наполнение		
											Аргон	Ксенон Криптон	Ртуть
ТГ1-0,1/0,3	0,3	0,075	—	300	300	6,3	$10^6 \div 5 \cdot 10^6$	—	20	Оксидный косвенный накал	Аргон	Ксенон Криптон	Ртуть
ТГ1-0,1/1,3*)	0,5	0,1	—	1300	650	6,3	$10^7$	—	11	Оксидный косвенный накал	Аргон	Ксенон Криптон	Ртуть
ТР1-6/15**)	20	6,5	—	15 000	15 000	5,0	$10^3 \div 5 \cdot 10^6$	—	20	Оксидный косвенный накал	Аргон	Ксенон Криптон	Ртуть
ТГ1-2,5/4	8	2,5	—	4000	3000	5,0	$10^6$	—	20	Оксидный прямой накал	Ксенон Криптон	Инертный газ	Ртуть
ТГ-213	1,5	0,5	4,0	500	500	2,5	$10^3 \div 10^6$	100	30	Оксидный прямой накал	Ксенон Криптон	Инертный газ	Ртуть
ТГ-162	40	12	60	5000	5000	5,0	$10^3 \div 5 \cdot 10^4$	300	20	Оксидный прямой накал	Ксенон Криптон	Инертный газ	Ртуть

\*) Экранированный тиратрон. В графе  $R_c$  указано наибольшее сопротивление в цепи первой сетки.

\*\*\*) Предназначен для работы в управляемых выпрямителях. Частота не более 50 гц.

экранированного тиратрона является уменьшение предразрядного тока по сравнению с односеточными тиратронами в сотни раз. Дело в том, что ионный ток на управляющую сетку мал, а запайка ввода управляющей сетки не в ножку, а в боковую стенку баллона уменьшает ток утечки. Эмиссия электронов с управляющей сетки остается очень малой потому, что экранирующая сетка защищает ее от бария, испаряющегося с катода.

В табл. 7 не включены тиратроны с водородным наполнением, разработанные специально для применения в модуляторах радиолокационных передатчиков в качестве разрядников. Требования к приборам этого назначения очень тяжелы: напряжения, равные тысячам и десяткам тысяч вольт, токи в импульсе — десятки, сотни и даже тысячи ампер, т. е. мощности в импульсе, достигающие до нескольких мегаватт, и вместе с тем частота повторения импульсов нескольких тысяч в секунду при продолжительности каждого импульса, равной 1 *мксек* и ниже. Последние условия требуют от тиратрона очень малого времени формирования разряда и быстрой деионизации. Обычные тиратроны с временем восстановления действия сетки порядка 100 *мксек* им не удовлетворяют.

При решении этой проблемы были использованы следующие соображения: для ускорения деионизации следует, во-первых, взять наиболее легкий газ и, во-вторых, уменьшить объем разрядного пространства, т. е. расстояние между электродами. Уменьшение расстояния не уменьшит вентиляющую прочность прибора, так как для пробоя, как известно, нужно достаточное пространство, в котором могла бы развиваться ионно-электронная лавина. Кроме того, по условиям эксплуатации в данном случае выгодно иметь положительную пусковую характеристику. На основе этих соображений было разработано несколько типов водородных тиратронов с небольшими расстояниями между электродами и хорошей экранировкой анода. Время зажигания для них не превышает нескольких десятых микросекунды, а время восстановления порядка 10 *мксек*. Приведем несколько цифр, характеризующих тиратрон ТГИ-325/16: максимальное прямое и обратное напряжение 16 *кв*, максимальный ток в импульсе — 325 *а*, максимальный средний анодный ток 0,2 *а*, максимальная длительность импульсов 0,8—5 *мксек*, максимальная частота повторения 1000 *сек*<sup>-1</sup>. По вопросу о водородных тиратронах см., например, [Л.7.26; Л.7.28].

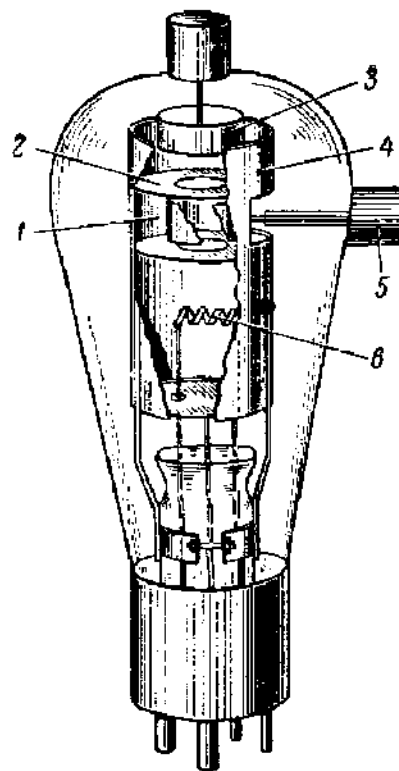


Рис. 482. Пример конструкции экранированного тиратрона.

1 — управляющая сетка; 2, 4 — экранирующая сетка и цилиндр; 3 — анод; 5 — ее ввод; 6 — катод.

**10. Ртутные вентили с сетками и игнитроны.** Управление моментом зажигания дуги применяется и в ртутных вентилях с жидким катодом. Управляющие сетки вводят в анодный рукав, отгораживая тем самым анод от ртутного катода. Физически действие сетки в управляемом ртутном вентиле не отличается от действия сетки в тиратроне, хотя количественная разница, например, в ходе пусковых характеристик может быть значительна. Подробнее по этому вопросу см. [Л.7.1, т. II, гл. 4].

В 1931 г. Слепьяк и Людвиг в США предложили новый тип вентилей с жидким ртутным катодом, получивший название игнитрона. В СССР первые игнитроны были разработаны в 1935 г., и в настоящее время отечественная промышленность выпускает несколько типов игнитронов, применяемых преимущественно в устройствах, где приходится работать в условиях хотя кратковременных, но больших перегрузок. Устройство игнитрона и простейшая выпрямительная схема с его применением показаны на рис. 483. От той же сети, что и главный анод игнитрона  $A$ , через небольшой вспомогательный газотрон  $H$  питается особый электрод — зажигатель. Зажигатель представляет собой полупроводниковый (карборунд, силит, графит и т. п.) стержень, конец которого погружен в ртуть катода.

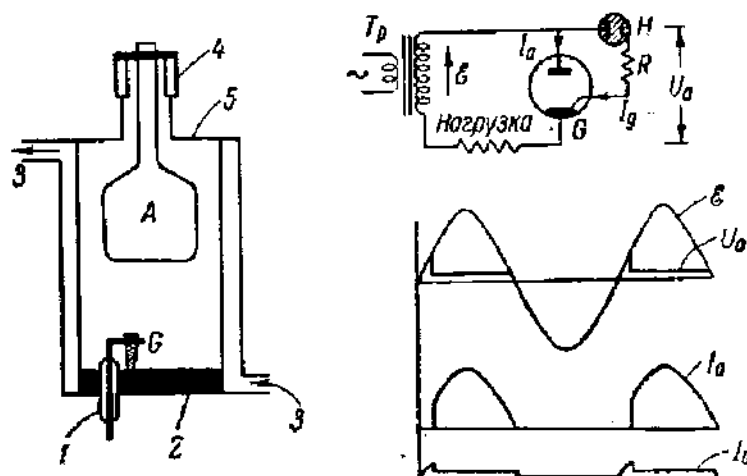


Рис. 483. Схема устройства игнитрона и его включение.

$1$  — поджигающий электрод;  $2$  — ртутный катод;  $3$  — водяное охлаждение;  $4$  — изолятор;  $5$  — корпус;  $A$  — анод;  $G$  — графитовый стержень; справа вверху — схема включения, справа внизу — осциллограммы тока и напряжений.

В начале положительного полупериода в тонком контактном слое между зажигателем и не смачивающей его поверхность ртутью возникает искра, быстро переходящая в дугу, которая затем переходит на главный анод. После перехода цепь зажигающего оказывается шунтированной главной дугой и ток в ней падает почти до нуля. В отрицательный полупериод дуга гаснет, но тот же процесс зажигания повторяется в начале второго положительного полупериода и т. д.

Сдвигая фазу напряжения зажигания по отношению к фазе напряжения на главном аноде, можно игнитрон применять в управляемых выпрямителях. Промышленность выпускает игнитроны, рассчитанные на средние токи до 100 а и токи в импульсе в несколько тысяч ампер. Игнитроны изготавливаются в цельнометаллических корпусах и снабжаются водяным охлаждением.

После длительной работы зажигатель заметно распыляется и загрязняет ртуть. Получается сначала увеличение расхода мощности на зажигание, затем пропуски зажигания и, в конечном счете, выход игнитрона из строя. Это, по-видимому, главный недостаток игнитрона.

В технике сильных токов в настоящее время широко применяются одноанодные и многоанодные ртутные вентили с сетками и без сеток и одноанодные игнитроны. Одноанодные ртутные вентили и игнитроны более стойки в отношении обратных зажиганий, чем многоанодные вентили, и позволяют строить более надежные выпрямители. Сравнение игнитронов и одноанодных ртутных вентилях показывает, что при одинаковых электрических параметрах они имеют примерно одинаковые габариты, вес и кпд.

**11. Газоразрядные стабилизаторы (стабилитроны) и тиратроны с холодным катодом.** Для выпрямления переменного тока можно использовать и тлеющий разряд в диоде с электродами, сильно отличающимися по площади. Если катодом служит электрод диода, имеющий большую площадь, то зажигается нормальный тлеющий разряд и притом с небольшим катодным падением (70—80 в), так как поверхность большого электрода активирована. Но если минус подан на электрод небольшой площади, то может существовать только аномальный тлеющий разряд, требующий большого напряжения горения и зажигания. Если подобрать внешнюю цепь так, чтобы во втором случае зажигания не было, то прибор будет хорошо выпрямлять. Выпрямительные диоды с тлеющим разрядом не получили распространения, так как, во-первых, они пригодны для слабых токов и, во-вторых, падение напряжения в проводящий полупериод слишком велико.

Но газонаполненный диод с холодными электродами можно с успехом применить для стабилизации напряжения на нагрузке. Такой диод называют стабилитроном. Схема его включения показана на рис. 484. Рассмотрим действие стабилитрона при небольших колебаниях напряжения сети. Пусть, например, напряжение сети  $\mathcal{E}$  несколько возрастает. В стабилитроне в пределах области стабилизации существует нормальный тлеющий разряд, напряжение горения которого остается почти постоянным. Ток  $I_n$  в нагрузке, значит, также не меняется, т. е.

$$\Delta I_b \approx \Delta I_{ст}, \quad \Delta I_n \approx 0.$$

В стабилитроне расширяется сечение разряда, но плотность тока остается постоянной, а приращение напряжения сети уравнивается.

увеличением падения напряжения на балластном сопротивлении  $R_6$ :

$$\Delta \mathcal{E} \approx R_6 \Delta I_6.$$

Стабилизация не является идеальной и в действительности при возрастании тока через стабилитрон от минимального значения  $I_{\min}$ , при котором еще возможен устойчивый тлеющий разряд, до максимального  $I_{\max}$ , когда разряд покрывает весь катод с небольшим заходом

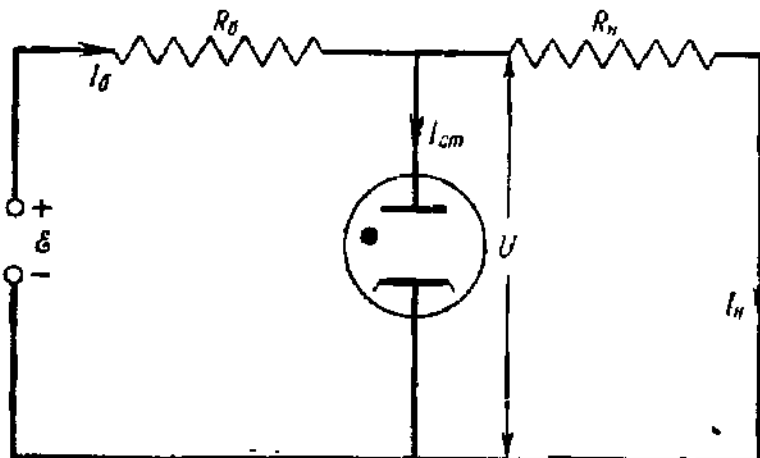


Рис. 484. Схема включения стабилизатора напряжения с тлеющим разрядом.

в область аномального разряда, напряжение  $U$  меняется от  $U_{\min}$  до  $U_{\max}$  примерно линейно. Величины  $I_{\max}$ ,  $I_{\min}$ ,  $U_{\max}$ ,  $U_{\min}$  являются параметрами, определяющими область стабилизации и указываются в паспорте прибора. Кроме того, в паспорте указывается рекомендуемое балластное сопротивление  $R_6$ . Область стабилизации зависит, очевидно, от геометрии диода, газового наполнения и материала катода. Обычное наполнение стабилитронов — смесь инертных газов: аргона и гелия, неона и аргона и т. п. Из схемы рис. 484 следует:

$$I_n = \frac{U}{R_n}, \quad (I_{ст} + I_n) R_6 = \mathcal{E} - U,$$

откуда

$$\mathcal{E} = U \left( 1 + \frac{R_6}{R_n} \right) + I_{ст} R_6. \quad (54.10)$$

В качестве примера определим, при каких колебаниях напряжения сети не выйдет из области стабилизации стабилитрон СГЗС отечественного производства, работающий на нагрузку  $R_n = 5000 \text{ ом}$ . Для СГЗС в паспорте указаны данные:  $I_{\min} = 5 \text{ ма}$ ,  $I_{\max} = 40 \text{ ма}$ ,  $R_6 = 2500 \text{ ом}$ ,  $U_{\min} = 105 \text{ в}$ ,  $U_{\max} = 112 \text{ в}$ . Подстановка этих данных в (54.10) дает  $\mathcal{E}_{\min} = 170 \text{ в}$ ,  $\mathcal{E}_{\max} = 268 \text{ в}$ . Изменению напряжения сети на 98 в соответствует изменение напряжения на стабилитроне, равное 7 в, т. е. пределы изменения напряжения на нагрузке оказались сжатыми в 14 раз.

Видоизменением стабилитрона является многоэлектродный стабилизированный делитель напряжения (рис. 485). Он имеет несколько электродов большой площади, вложенных один в другой, и позволяет менять ток в одной из ветвей нагрузки, почти не меняя режима в других ветвях. Обзор свойств, конструкций и существующих типов и применений стабилитронов дан в статье П. И. Чистякова [Л.7.17].

Отсутствие расхода мощности на накал является большим преимуществом приборов тлеющего разряда с холодным катодом, и поэтому довольно большим распространением пользуются тиратроны с холодным катодом, типичная конструкция которых изображена на рис. 486. Тиратроны с холодным катодом удобны для применения в релейных схемах.

Третий электрод тиратрона с холодным катодом действует не как сетка тиратрона, то запирающая, то открываю-

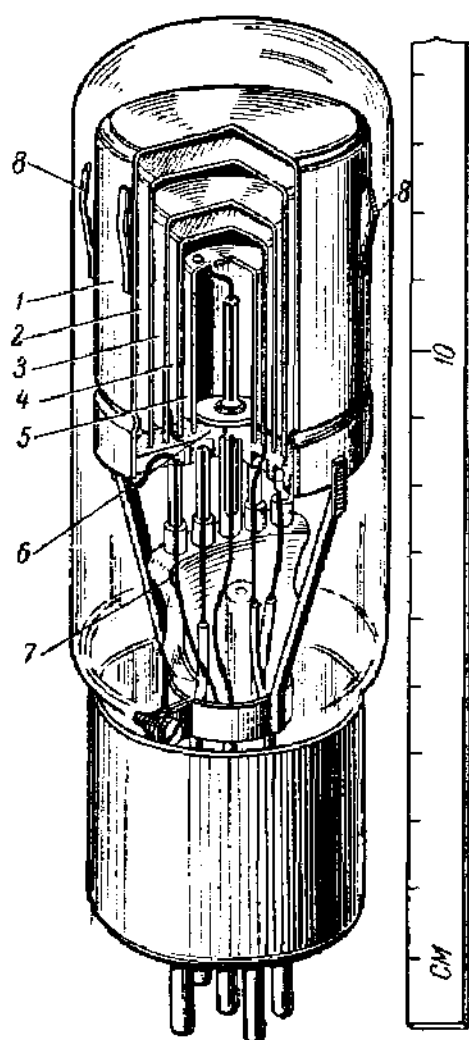


Рис. 485. Стабилизированный делитель напряжения.

1 — 5 — цилиндрические электроды; 6 — керамическое основание (в его пазы вставляются электроды); 7 — ножка стабилитрона с выводами; 8 — пружина, закрепляющая положение электродов относительно баллона.

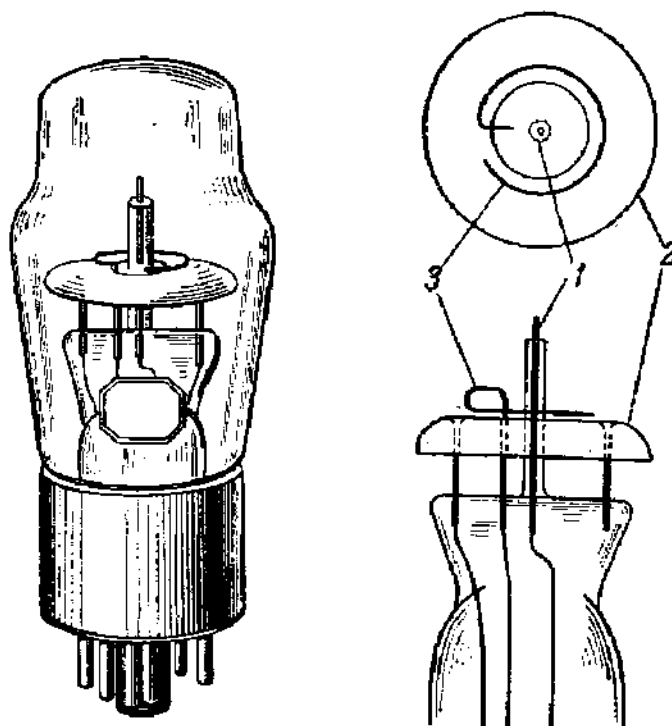


Рис. 486. Конструкция безнакального тиратрона.

1 — анод; 2 — катод; 3 — стартерный анод.

щая путь разряду, а как вспомогательный анод. Поэтому его называют пусковым или стартерным анодом. Роль пускового анода можно уяснить себе с помощью схемы рис. 487.

Пусковой анод  $a$  устанавливается с таким расчетом, чтобы напряжение зажигания разряда между ним и катодом было меньше, чем



между катодом и главным анодом А. На схеме (рис. 487, справа вверху) напряжения  $\mathcal{E}_A$  и  $\mathcal{E}_{п.а}$  меньше, чем напряжение зажигания разряда между соответствующими электродами, но достаточно велико для того, чтобы поддержать уже существующий разряд. При подаче в цепь пускового анода добавочного напряжения, например в форме импульса, между пусковым анодом и катодом зажигается разряд и

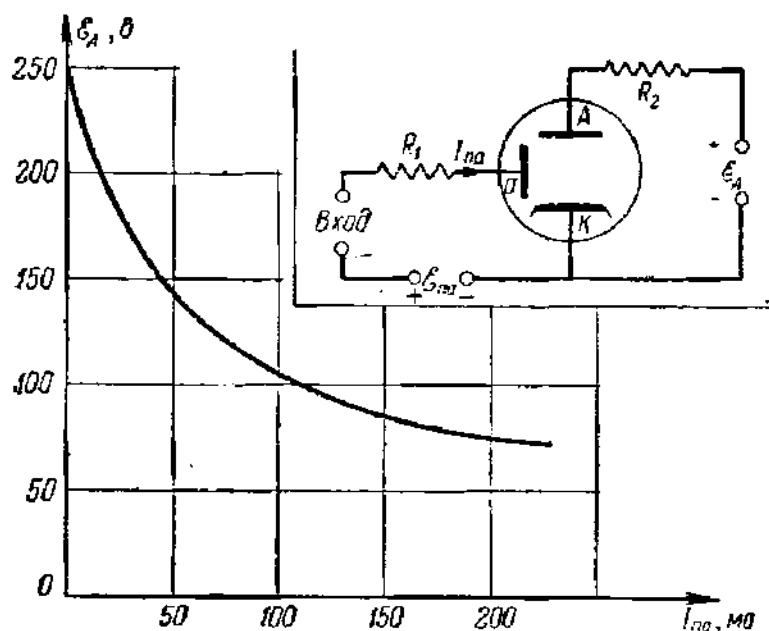


Рис. 487. Характеристика перехода и схема зажигания с помощью пускового анода.

К — катод; А — главный анод; а — пусковой анод;  $R_1$ ,  $R_2$  — сопротивления.

часть электронов диффундирует в пространство между главными электродами, создавая там начальную проводимость. Чем сильнее ток на пусковой анод  $I_{п.а}$ , тем больше эта проводимость и тем меньше должно быть напряжение анода А, чтобы разряд перешел на главные электроды. Зависимость между силой тока на пусковой анод  $I_{п.а}$  и напряжением главного анода  $\mathcal{E}_A$ , при котором на него переходит разряд, называется характеристикой перехода. Типичная характеристика перехода изображена на рис. 487. В последнее время отечественная промышленность изготавливает и тетроды с холодным катодом, применяемые в схемах преобразования сигналов (например, тетрод ТХ 3-Б, наполненный неона-аргоновой смесью).

## § 55. Газоразрядные источники света

Применение газового разряда для освещения было первым по времени случаем использования его в технике. На эту возможность указывал еще В. В. Петров при описании открытого им дугового разряда в свободной атмосфере. Знаменитая «свеча Яблочкова» — первый, получивший широкое применение электрический источник света — представляла собой дуговой

разряд между вертикальными угольными электродами, разделенными испаряющейся при нагреве изолирующей прокладкой. Дуга и в настоящее время используется в осветительных устройствах (главным образом в прожекторах). Кроме дуги, современная техника знает многие другие, весьма различные по свойствам и назначению газоразрядные источники света, в которых используется дуговой, а иногда и тлеющий разряд в закрытых баллонах и трубках. К их числу принадлежат газосветные лампы для освещения помещений и уличного освещения, рекламные газосветные трубки, сигнальные лампочки, источники ультрафиолетового и инфракрасного излучения, применяемые в технике и медицине, лампы с модулируемой силой света и т. д. Прежде чем перейти к описанию отдельных типов газосветных ламп, необходимо в общих чертах рассмотреть механизм излучения газового разряда.

**1. Механизм излучения газового разряда.** С излучением газа в разряде связаны следующие элементарные процессы: 1) возбуждающие столкновения электронов с невозбужденными атомами; 2) возбуждающие столкновения между быстрыми атомами, имеющие место при высоких температурах газа; 3) столкновения электронов с возбужденными и метастабильными атомами, в результате которых атомы переходят на более высокий возбужденный уровень (второй этап ступенчатой ионизации); 4) поглощение излучения и связанное с этим возбуждение атомов; 5) столкновения второго рода, в которых принимают участие возбужденные и метастабильные атомы, приводящие к появлению возбужденных атомов и исчезновению возбуждения без излучения (тушащие столкновения); 6) рекомбинация электронов и ионов.

Из этих процессов первые два можно назвать первичными, так как в них принимают участие электроны и невозбужденные атомы; во всех остальных участвуют ионизированные, возбужденные или метастабильные атомы, появившиеся в результате первичных процессов.

Для разряда низкого давления характерна невысокая температура газа и возбуждение при столкновениях атомов практически отсутствует. Все вторичные процессы, происходящие при встречах между атомами, выведенными из нормального состояния, убывают с давлением; убывает с давлением и вероятность поглощения излучения самого разряда. Картина излучения разряда низкого давления представляется поэтому сравнительно несложной.

Основной излучающей частью разряда, если только расстояние между электродами не очень мало, служит положительный столб. Из всех свободных электронов плазмы, имеющих максвелловское распределение скоростей, только небольшая часть быстрых электронов при обычных для плазмы температурах  $10^4$ — $3 \cdot 10^4$  °К обладает энергией, достаточной для возбуждения атомов даже до низшего (резонансного) уровня, и совсем мало имеется электронов, способных при первом столкновении перевести атом на один из высших возбужденных уровней. Ступенчатая ионизация, особенно, если атомы газа не имеют метастабильных уровней, будет при низком давлении проявляться слабо. В подавляющем большинстве возбуждающих столкновений атомы будут переходить на один из резонансных уровней и после пребывания на нем в течение  $10^{-7}$ — $10^{-8}$  сек будут возвращаться к нормальному состоянию, излучая резонансные линии. Излучение нерезонансных линий, соответствующих переходам между высшими уровнями возбуждения, будет относительно слабым.

Рассмотрим некоторые примеры оптических спектров. На рис. 488, а—в в несколько упрощенном виде представлены диаграммы уровней оптических (валентных) электронов Na, Hg и Ne — элементов, которыми очень часто заполняют газосветные лампы. Резонансные линии Na (желтые линии  $\lambda_1=5890$  Å,  $\lambda_2=5896$  Å) излучаются при переходе с двойного резонансного уровня  $3p$  на нормальный уровень валентного электрона  $3s$ . Как показывает опыт, на долю этих линий может падать до 85% всей излучаемой мощности; большая часть остальной энергии приходится на инфракрасные линии с длинами волн 8185, 11 400 и 22 000 Å. Таким образом, излучение натриевого разряда низкого давления в видимой части спектра почти монохроматическое.

Резонансные линии Hg соответствуют переходам с одного из уровней  $6p$  на нормальный уровень  $6s$ . Уровень  $6p$  ртути распадается на одиночный уровень, соответствующий энергии  $6,71$  эв относительно нормального уровня, и тройной уровень с энергиями подуровней  $4,66$ ;  $4,88$  и  $5,46$  эв. Уровни  $4,66$  и  $5,46$  эв метастабильные; с уровня  $6,71$  эв правилами отбора разрешен переход только на нормальный уровень. Поэтому ртуть излучает две резонансные линии с длинами волн  $2537$  и  $1850$  Å, отмеченные на рис. 488, б. На долю

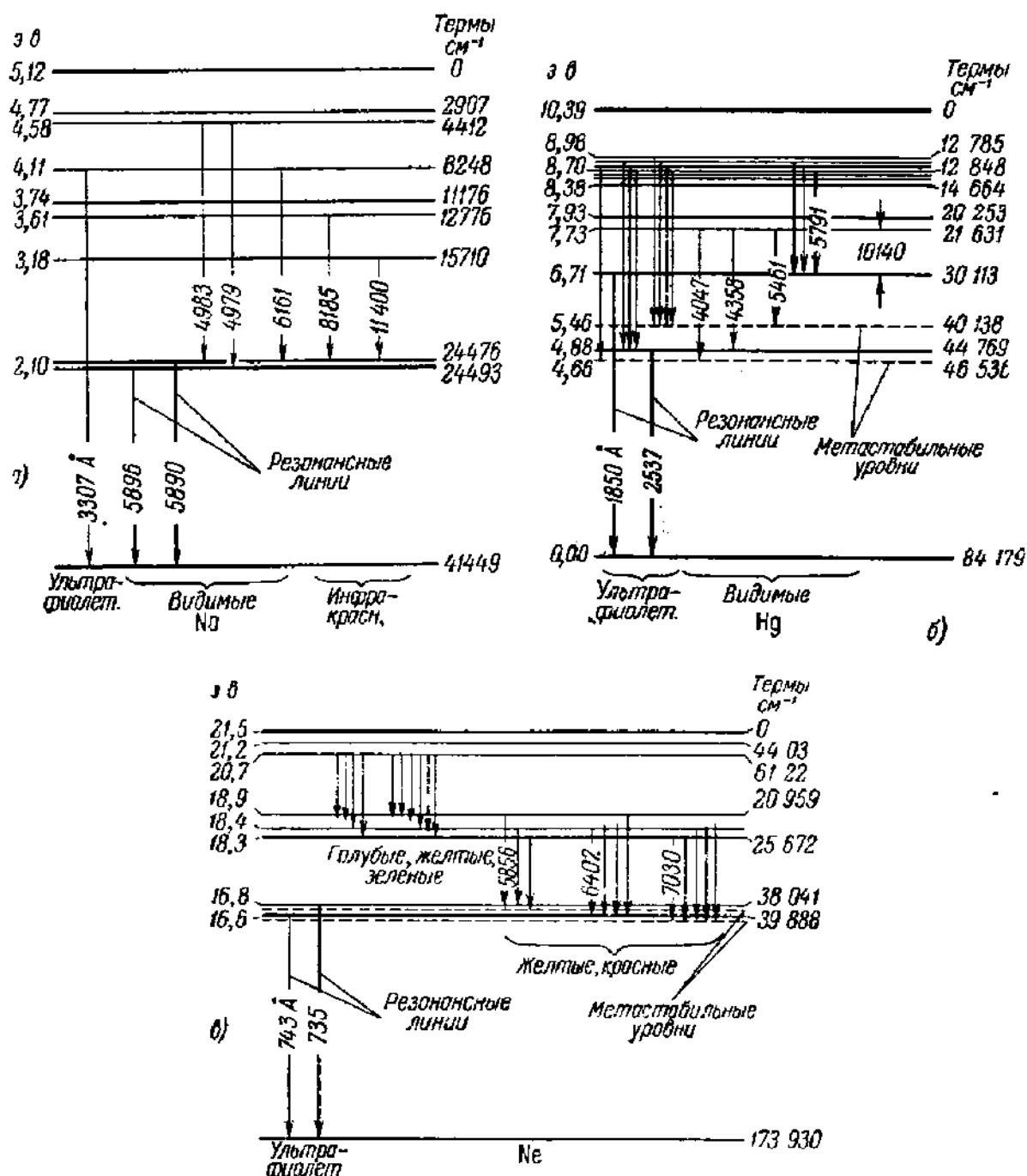


Рис. 488. Основные линии спектров а — Na; б — Hg; в — Ne.

первой из них в чистых парах ртути [Л. 7.23; Л. 7.24] может приходиться около 30% всей излучаемой мощности. На рис. 488, б указаны нерезонансные линии Hg в видимой части спектра, где наиболее яркими представляются зеленая линия  $\lambda = 5461$  Å и желтая линия  $\lambda = 5791$  Å, расположенные вблизи

максимума чувствительности человеческого глаза в спектре. При увеличении давления ртутных паров в согласии со сказанным выше видимые нерезонансные линии ртути усиливаются за счет ослабления резонансных ультрафиолетовых линий.

У Ne соответственно большим значениям резонансных потенциалов (16,62 и 16,8) резонансные линии лежат в далеком ультрафиолете (длины волн 743 и 735 Å). Наиболее интенсивными линиями в видимой части спектра Ne оказываются желтые и особенно красные линии, возникающие при переходах на резонансные уровни, и лежащие вблизи них два метастабильных уровня. Этим объясняется красноватое свечение разряда в неоне.

От давления зависят как первичные, так и вторичные процессы. Электронная температура при росте давления падает и, значит, падает относительное число возбуждающих столкновений. Но, с другой стороны, растет концентрация электронов и атомов и число столкновений увеличивается. При очень малых давлениях всякое излучение, в том числе и резонансное, будет слабым, так как мало общее число столкновений, а при больших давлениях излучение резонансных линий ослабевает потому, что уменьшается доля возбуждающих столкновений и нерезонансные линии усиливаются за счет резонансных. Отсюда следует, что при некотором среднем давлении будут оптимальные условия для излучения резонансных линий. Этот вывод подтверждается опытом.

При увеличении давления роль вторичных процессов возрастает. Резонансное излучение оказывается «плененным» внутри разряда (§ 24), вследствие этого увеличиваются концентрация атомов, находящихся на резонансных уровнях, и число столкновений с ними, так что ионизация усиливается. Делается заметной роль столкновений второго рода между возбужденными и метастабильными атомами, приводящих к тушению возбужденных состояний, что уменьшает вообще излучение, в том числе и нерезонансное. Это приводит к существенным изменениям баланса энергии в разряде, как это можно проследить на диаграммах рис. 489. На этих диаграммах, построенных Б. Н. Клярфельдом, изображен в широком интервале давлений баланс энергии в ртутном разряде, причем учтена энергия, расходуемая на излучение резонансных линий  $\eta_{рез}$ , на излучение нерезонансных линий  $\eta_{нерез}$ , на нагревание стенок  $\eta_w$  и на нагревание газа  $\eta_v$ . На рисунке отмечены области, соответствующие  $\eta_{рез}$ ,  $\eta_{нерез}$ ,  $\eta_w$ ,  $\eta_v$ , при заданном давлении  $p$ , причем длина отрезка вертикальной линии, лежащего в пределах какой-либо области, дает относительное значение

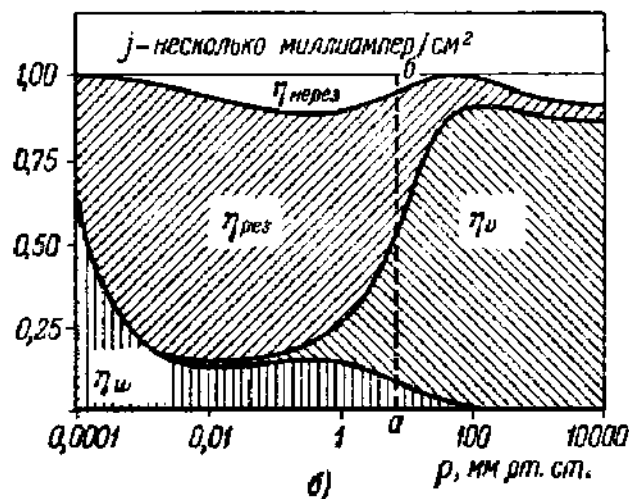
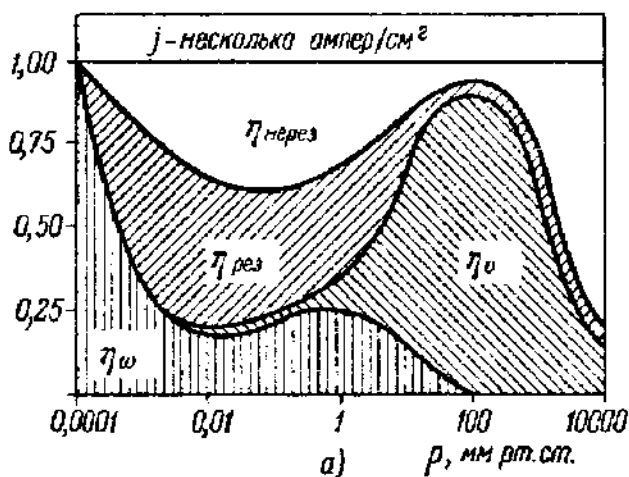


Рис. 489. Диаграммы Клярфельда.

соответствующего  $\eta$ . Масштаб выбран так, что  $\eta_{\text{рез}} + \eta_{\text{перез}} + \eta_v + \eta_w = 1$ . Область  $\eta_{\text{перез}}$  (на обоих рисунках не заштрихована) ограничена сверху горизонтальной линией  $\eta = 1$ . Диаграммы Клярфельда, как указывает сам автор, нужно рассматривать как ориентировочные, качественно указывающие изменение отдельных слагающих расходуемой энергии. Рассмотрим сначала диаграмму рис. 489, а, построенную для разрядного тока в несколько ампер на квадратный сантиметр.

При самых низких давлениях потери на стенках  $\eta_w$  составляют главную часть всех потерь (см. § 29). При низких давлениях энергия расходуется главным образом на ионизацию атомов и вторичные процессы почти отсутствуют; поэтому практически все ионы, появившиеся в разряде, достигают стенок и, рекомбинируя там с электронами, отдают без излучения всю энергию, затраченную на ионизацию. Почти вся энергия, затраченная в разряде, оказывается перенесенной на стенки. При увеличении давления свободные пробеги сокращаются, число столкновений растет и делается заметной энергия  $\eta_v$ , переходящая к атомам газа при упругих столкновениях с электронами. В дальнейшем росте  $\eta_v$  способствует, как уже было указано, усиление процессов тушения, отнимающее часть энергии у излучения, и вследствие этого  $\eta_{\text{рез}}$  и  $\eta_{\text{перез}}$  уменьшается.

При новом увеличении давления  $\eta_v$  уменьшается, так как растет температура газа  $T$ , приближаясь к электронной температуре  $T_e$ . При  $T \rightarrow T_e$  передача энергии от «электронного газа» с температурой  $T_e$  к газу нейтральных атомов с температурой  $T$ , естественно, падает. Одновременно при переходе плазмы к изотермическому состоянию  $T = T_e$  главную роль в излучении начинают играть столкновения между атомами, т. е. термическое возбуждение, которое при температуре в несколько тысяч градусов, характерной для плазмы, благоприятно для нерезонансного излучения. При самых высоких давлениях нерезонансное излучение растет за счет потерь в объеме газа  $\eta_v$ . Ход изменения  $\eta_{\text{рез}}$  и  $\eta_{\text{перез}}$  вполне соответствует сказанному выше (рис. 489, а). Так, оптимальные условия для резонансного излучения наблюдаются для Hg действительно при средних давлениях около  $10^{-2} - 10^{-1}$  мм рт. ст. Дальнейшее увеличение давления благоприятствует возбуждению нерезонансного излучения. Увеличение плотности тока ведет к увеличению числа столкновений электронов с атомами и относительного числа возбужденных и метастабильных атомов, т. е. усиливает процессы благоприятные для нерезонансного излучения. Конечно, при этом наблюдается и абсолютное усиление всего излучения. Следовательно, резонансному излучению благоприятствуют относительно слабые разрядные токи (порядка нескольких миллиампер на квадратный сантиметр). При таких токах в широком интервале давлений большая часть энергии разряда переходит к резонансному излучению (рис. 489, б). Картина изменения баланса энергии в разряде в парах ртути может быть перенесена в общем и на разряды в других газах, и ею можно руководствоваться при выборе давления в газосветных лампах.

**2. Требования к источнику света.** Переходим к описанию газоразрядных ламп, применяемых в качестве источников света. Источники искусственного освещения можно оценивать с разных сторон: по силе света и яркости, по экономичности, качеству цветопередачи, по пригодности для малоинерционной модуляции светового потока и т. д. Лампы для освещения жилищ, производственных помещений, улиц и т. п. следует оценивать прежде всего с точки зрения их экономичности, качества цветопередачи и, конечно, срока службы. Экономичность источника света определяется его светоотдачей, т. е. отношением полного светового потока в люменах к затрачиваемой мощности в ваттах. Качество цветопередачи оценивают, исходя из свойств человеческого глаза. Глаз в процессе эволюции человеческого организма приспособился к соотношениям цветов, которые получаются при освещении дневным солнечным светом. Эти соотношения и следует считать наиболее подходящими для восприятия. Следовательно, источник, в спектре которого энергия по длинам

воли распределена так же, как в спектре дневного света на уровне земной поверхности, будет наилучшим в отношении качества цветопередачи. Это определение содержит некоторую неопределенность, так как спектр дневного света несколько меняется в зависимости от часа дня и времени года, географического положения, состояния атмосферы и т. п. Поэтому за эталон дневного света принимают излучение так называемого «источника С» с распределением энергии в спектре, близким к распределению в спектре черного тела при  $6500^\circ \text{K}$  и не очень отличающимся от распределения в спектре высокостоящего солнца. Распределение энергии в спектре источника С в относительных единицах воспроизведено на рис. 490, кривая II\*). На практике почти всегда, за исключением таких случаев, как рассматривание картин или определение оттенков цветов тканей, удовлетворительной считают цветопередачу и при освещении от ламп накаливания, т. е. от источников с распределением энергии в спектре, довольно сильно отличающимся от распределения в эталоне дневного света (кривая I на рис. 490).

При освещении монохроматическим светом все предметы представляются одинаково окрашенными, т. е. цветопередача просто отсутствует. Ясно, что источник света с линейчатым спектром может дать удовлетворительную цветопередачу, если только он испускает много линий, более или менее равномерно распределенных по всей видимой части спектра. Излучение газоразрядных источников

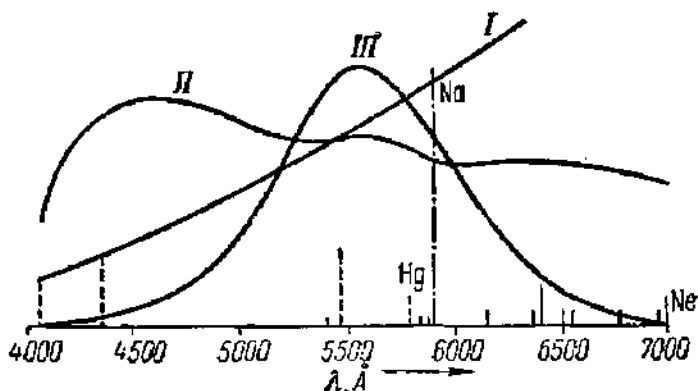


Рис. 490. I — распределение энергии в спектре лампы накаливания; II — распределение энергии в эталоне дневного света; III — кривая видности глаза (кривые I и II построены в разных масштабах).

Внизу — энергии линий: — — — Ne; — — — Hg; — — — Na (для ламп одинаковой мощности). Они построены в одном масштабе.

света не удовлетворяет этому требованию, как это видно из рис. 490, где вместе с кривой распределения энергии эталона дневного света изображены наиболее интенсивные линии видимой части спектра паров ртути, натрия и неона, обычных наполнителей газосветных ламп.

Требование высокой экономичности источника света стоит в противоречии с требованием хорошей цветопередачи. Как известно, чувствительность глаза в разных местах видимого спектра неодинакова и распределение чувствительности глаза по спектру изображается кривой III на рис. 490 — так называемой кривой видности. Опытным путем было найдено, что в максимуме кривой видности ( $\lambda = 5550 \text{ \AA}$ ) излучению мощностью  $1 \text{ вт}$  при оценке его по световому ощущению соответствует световой поток, равный  $621 \text{ лм}$ . Следовательно, идеально экономичный источник света должен превращать в монохроматический свет с  $\lambda = 5550 \text{ \AA}$  всю подводимую к нему мощность. Но у такого источника цветопередача будет отсутствовать.

Применяемые на практике источники света малоэкономичны. Например, стоваттная лампа накаливания, цветопередачу которой можно считать удовлетворительной, дает около  $15,5 \text{ лм/вт}$ , превращая в излучение, распределенное

\*) Источник С представляет собой газополную лампу накаливания с плавовой температурой  $2848^\circ \text{K}$  и светофильтром, повышающим цветовую температуру до  $6500^\circ \text{K}$ . См., например, Н. Т. Федоров, Общее цветоведение.

по всей видимой части спектра, около 12% затрачиваемой энергии. Отношение светового потока, излучаемого источником, к тому потоку, который получился бы, если бы вся излучаемая в видимой части спектра энергия приходилась на максимум кривой видности, называется световым кпд. В данном примере световой кпд равен  $(15,5/621) 100 = 2,5\%$ .

**3. Натриевые лампы.** Из сказанного выше легко понять, что из двух задач: 1) построить высокоэкономичный источник света, хотя бы и с плохой цветопередачей; 2) добиться хорошей цветопередачи при экономичности, превосходящей экономичность ламп накаливания, — первая должна легко решаться с помощью газосветных ламп. Хорошее решение этой задачи дает лампа, наполненная парами натрия. Схематический чертеж одной из возмож-

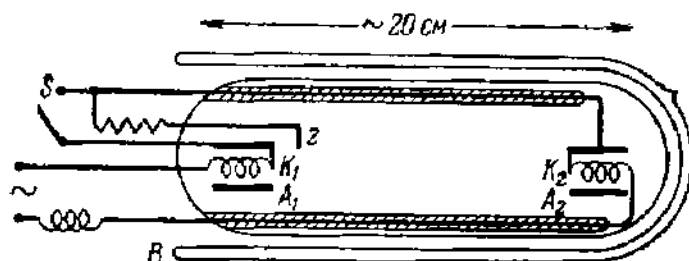


Рис. 491. Натриевая лампа.

ных конструкций натриевой лампы дан на рис. 491. В лампу вводится некоторое количество натрия, и она заполняется неоном под давлением 1—2 мм рт. ст. Зажигание лампы производится в следующем порядке: ключ  $S$  замыкается, оба главных электрода  $K_1$  и  $K_2$  накаливаются и между вспомогательным электродом  $Z$  и  $K_1$  зажигается низковольтная дуга;

плазма дуги распространяется по трубке, и разряд переходит на главные электроды, каждый из которых попеременно служит катодом при питании лампы переменным током. Ключ  $S$  немедленно размыкается, но режим разряда не меняется, так как накал электродов  $K_1$  и  $K_2$  поддерживается за счет мощности, выделяемой самим разрядом. Существуют устройства, которые те же самые операции, т. е. предварительный накал электродов, зажигание разряда и включение накала, производят автоматически. О них будет сказано ниже. По мере прогрева стенок повышается давление паров  $Na$  и красноватое свечение  $Ne$  сменяется ярким желтым светом натрия. На разогрев лампы требуется несколько минут.

Для того чтобы разряд с падающей характеристикой мог стабилизироваться, нужно, как это показано в § 30, включить в сеть балластное сопротивление. Это сопротивление может быть только омическим при питании от сети постоянного тока. Если же лампа питается от сети переменного тока, то выгоднее включить в сеть дроссель, потери в котором можно сделать много меньше, хотя они все же остаются весьма заметными. Присутствие дросселя в цепи лампы выгодно в том отношении, что он дает при включении ключа перенапряжение, облегчающее зажигание.

Надежные схемы зажигания и схемы питания газоразрядных ламп с наименьшими в них потерями имеют, конечно, важное значение для практики. За сведениями по этому вопросу следует обращаться к специальной литературе по светотехнике [Л.7.22].

В установившемся режиме температура стенок достигает  $220-280^\circ C$ , что соответствует давлению паров  $Na$  от  $5 \cdot 10^{-4}$  до  $10^{-2}$  мм рт. ст. Плотность паров  $Na$  и в установившемся режиме в сотни и тысячи раз меньше плотности  $Ne$ . Поэтому  $Ne$  продолжает играть важную роль в разряде.

Резонансный потенциал  $Ne$  равен 16,6 в, а  $Na$  — всего 2,1 в. Поэтому возбуждающих столкновений электронов с атомами  $Na$  относительно много больше, чем с атомами  $Ne$ , с которыми электроны большей частью сталкиваются упруго. Упругие столкновения с атомами  $Ne$  затрудняют выход электронов к стенкам и сильно увеличивают время их пребывания в разряде. Этим повышается во много раз число возбуждающих столкновений с атомами  $Na$  и усиливается свечение. В отсутствие  $Ne$  свечение паров  $Na$  было бы гораздо слабее.

Резонансные желтые линии Na возбуждаются в результате первичного процесса столкновений атомов Na с электронами. Поэтому увеличение плотности тока, способствующее вторичным процессам, всегда понижает выход желтых линий, так что более экономичными при прочих одинаковых условиях будут лампы, работающие на более слабых токах. С другой стороны, за счет тепла, выделяемого разрядом, стенки трубки должны поддерживаться при температуре, которая по данным Б. Н. Клярфельда должна быть не ниже  $270^{\circ}\text{C}$ . Если ток слишком слаб, то температура стенок и давление паров Na падают и светоотдача уменьшается. Поэтому важно хорошо «утеплить» стенки лампы, чтобы оптимальную температуру можно было поддерживать при предельно слабом токе. Для этого служит баллон *B* с двойными стенками, между которыми создан вакуум (рис. 491). Если работать с очень слабыми токами и подогревать стенки до оптимальной температуры извне, то можно превратить в излучение желтых линий Na свыше 80% всей мощности, затрачиваемой в разряде, что дает около 400 лм/вт, с учетом коэффициента видности при  $\lambda = 5890 \text{ \AA}$ , равного 0,76. Натриевые лампы промышленных типов, где температура, разумеется, поддерживается самим разрядом, дают 60—70 лм/вт, а построенные в ВЭИ лабораторные образцы с хорошей теплоизоляцией, для которых стоимость изготовления не имеет такого значения, как для ламп, выпускаемых промышленностью, дают 100—120 лм/вт.

Под действием паров Na обычные сорта стекла быстро темнеют. Поэтому натриевые лампы делают из устойчивых по отношению к Na сортов стекла или покрывают изнутри защитными пленками. Для увеличения светового потока существенно иметь длинный положительный столб. Чтобы этого добиться без увеличения размеров лампы, в нее вводят свернутую спиралью внутреннюю трубку, вдоль которой устанавливается разряд.

Натриевые лампы можно применять только тогда, когда цветопередача не имеет значения. Например, было предложено использовать натриевые лампы для освещения автострад, где монохроматическое освещение, сводящее на нет хроматическую абберрацию и повышающее отчетливость видения, даже выгодно.

**4. Ртутные лампы.** Изменяя температуру резервуара, содержащего жидкую ртуть, в пределах от  $20$  до  $800^{\circ}\text{C}$ , можно менять давление ртутных паров от  $10^{-3}$  до  $\sim 10^2$  атм. Спектр разряда при таком огромном изменении давления сильно меняется, как это можно видеть на рис. 492, *a* — *в*, где представлены распределения энергии в спектре ртутного разряда в лампе низкого давления ( $p = 10^{-3}$  мм рт. ст.); в лампе высокого давления ( $p = 800$  мм рт. ст.) и в лампе сверхвысокого давления ( $p$  порядка нескольких десятков атмосфер). На всех графиках энергия отложена в произвольных единицах, и на каждом из графиков свой масштаб.

Из сравнения рис. 492, *a* и *б* видно, что энергия излучения от резонансных линий  $2540 \text{ \AA}$  и  $1850 \text{ \AA}$  (последняя на чертеже не показана) при увеличении давления в значительной степени переходит к нерезонансным линиям ближнего ультрафиолета в диапазоне  $3000$ — $4000 \text{ \AA}$  и к желто-зеленым линиям видимого спектра  $5460 \text{ \AA}$  и  $5720 \text{ \AA}$ . Это явление было объяснено выше. Расширение линий при повышении давления, получающегося из-за взаимодействия атомов во время столкновений [Л.З.1, гл. XI], на рис. 492, *б* не отмечено. При сверхвысоких давлениях ширина линий достигает уже десятков и даже сотен ангстрем. Кроме того, на линейчатый спектр накладывается на всем протяжении непрерывный фон. Возникновение этого сплошного спектра объясняют двумя причинами. Во-первых, в разряде сверхвысокого давления очень велики концентрации электронов и ионов и скорости их относительного движения меньше, чем в разряде низкого давления, из-за равенства температур электронной и газовой. Поэтому здесь происходит интенсивная объемная рекомбинация, сопровождающаяся, как известно, испусканием непрерывного спектра. Во-вторых, в условиях высокой концентрации заряженных частиц электроны испытывают сильное торможение при прохождении через области



плазмы вблизи заряженных частиц, где электрическое поле резко неоднородно на очень небольшом протяжении (так называемой ячейки микрополя плазмы). При торможении они дают излучение со сплошным спектром подобно заторможенным электронам, испускающим в рентгеновских трубках «белое» рентгеновское излучение.

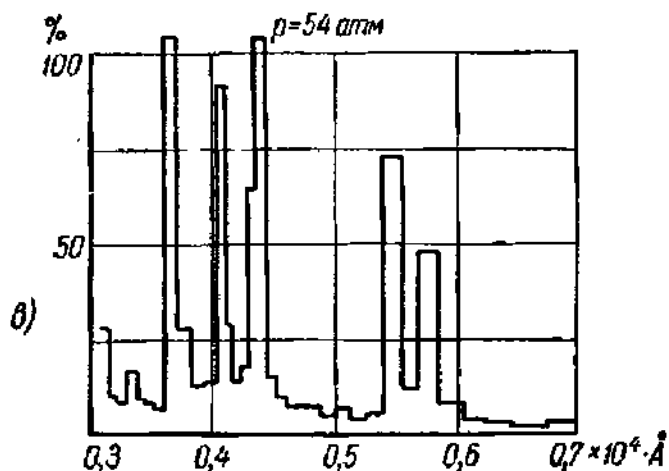
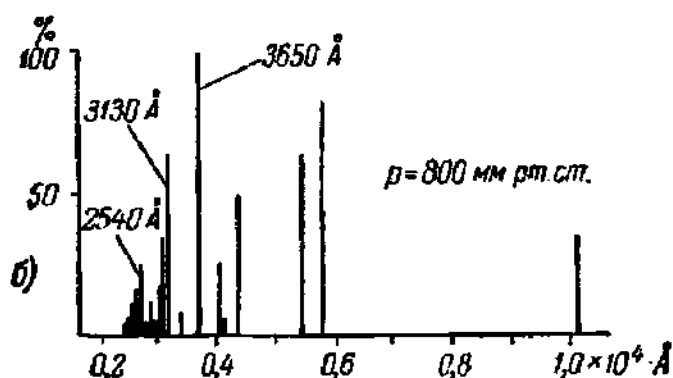
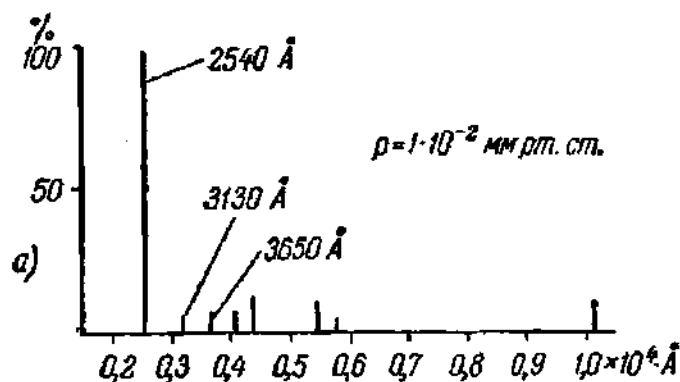


Рис. 492. Спектр ртути.

а —  $p = 10^{-2}$  мм рт. ст.; б —  $p = 800$  мм рт. ст.; в —  $p = 54$  атм.

жана стеклянной оболочкой для предупреждения влияния колебаний внешней температуры на режим лампы.

В спектре ртутной лампы высокого давления наибольшая энергия приходится на видимые линии желто-зеленой и голубой частей спектра на линии ближнего ультрафиолета. Красных линий в спектре нет. Несмотря на хорошую светоотдачу, достигающую до 30—40 лм/вт, ее не удалось применить для целей освещения из-за плохой цветопередачи. Попытки исправить цветопере-

Вид спектра ртутных разрядов определяет область их использования. Лампы низкого давления применяются в качестве источников линейчатого спектра в оптических лабораториях. Существуют фильтры, позволяющие выделять любую из видимых линий спектра, устраняя все остальные, и тем самым получить монохроматическое излучение.

Лабораторная ртутная лампа низкого давления очень проста. Это изогнутая стеклянная или кварцевая трубка с двумя электродами, заполненная с концов ртутью. Она зажигается при разрыве контакта подобно ртутному вентилю.

Примером ртутной лампы высокого давления может служить выпускаемая отечественной промышленностью лампа типа «Игар» (аргоно-ртутная лампа интенсивного горения). Лампа «Игар» изображена на рис. 493. В разрядную трубку вводится немного ртути и аргона под давлением несколько миллиметров ртутного столба. Механизм зажигания в общем сходен с описанным выше механизмом зажигания натриевой лампы, с той разницей, что цепь вспомогательного электрода не размыкается, но ток в ней ограничивается сопротивлением  $\sim 8000$  ом. В нормальном режиме давление ртути порядка атмосферы, так что аргон имеет значение только при зажигании. Лампа окру-

дачу путем совместного ее использования с лампами накаливания показали, что для удовлетворительной цветопередачи нужно, чтобы световые потоки обоих типов источников относились как 1:1, а при этих условиях экономический эффект мал. Ртутные лампы высокого давления применяются в фотохимии (светокопировка, фотокиносъемка) и в медицине, где существенно иметь мощный поток ультрафиолетовых лучей в интервале 3000—4000 Å.

#### 5. Ртутные лампы сверхвысокого давления.

Лампы с давлением ртутных паров от 20 до 100 атм носят название ламп сверхвысокого давления (ламп СВД). В колбу лампы СВД при изготовлении вносится точно дозированная порция ртути, которая целиком испаряется при достижении нормального режима, после чего давление в лампе уже сравнительно мало зависит от температуры. Из различных типов ламп СВД ниже описываются только лампы в шаровой колбе (тип СВДШ; описание других типов ламп см. [Л.7.22]). Устройство лампы СВДШ мощностью 1000 вт показано на рис. 494. При изготовлении их приходится преодолевать ряд технологических трудностей. Колба лампы, которая нагревается при работе до 800° С и даже до 1000° С должна выдержать изнутри давление до 100 атм. Единственный прозрачный материал, пригодный для этого, — кварц. Но кварц имеет настолько малый коэффициент теплового расширения, что запайка электродов, через которые течет сильный разрядный ток, встречает большие трудности и удается только ценой усложнения техники производства.

Дуговой разряд в лампах СВД горит между сильно накаливающимися электродами с образованием катодного пятна. Электроды приходится делать из плохо испаряющегося вольфрама. Но, с другой стороны, нужно на период разогревания лампы обеспечить хорошую эмиссию при сравнительно низкой температуре. Это приводит к конструкции электродов, показанной в верхней части рис. 494. Сначала разряд идет с оксидной пасты, но после разогрева электродов переходит на вольфрамовое острие. Зажигание производится с помощью перенапряжения, передаваемого на основные электроды, или если лампа имеет третий поджигающий электрод, то с помощью этого последнего. Разряд, устанавливающийся в лампе СВД после разогрева, сконцентрирован в небольшом объеме и обладает исключительно большой яркостью. Для шаровых ламп СВД характерны такие цифры: расстояние между электродами 0,5—15 мм, концентрация мощности в разряде 5—2000 квт/см<sup>2</sup>, средняя яркость 5000—120000 св, светоотдача 50—70 лм/вт. Напомним, что яркость Солнца, наблюдаемого с поверхности Земли, около 150000 св, а яркость кратера дуги с чисто угольными электродами всего 15000 св. Лампы отечественного производства типа СВДШ поверх кварцевой колбы имеют стеклянную оболочку, задерживающую ультрафиолетовое излучение. Лампа СВДШ мощностью 1000 вт дает световой поток не менее 42500 лм. Размеры, яркость разряда и его спектральная характеристика определяют область применения ламп СВД. Ртутные лампы СВД удобны там, где требуется очень яркий, мощный и небольшой по объему источник белого света с удовлетворительной, но не очень хорошей цветопередачей, например в прожекторах,

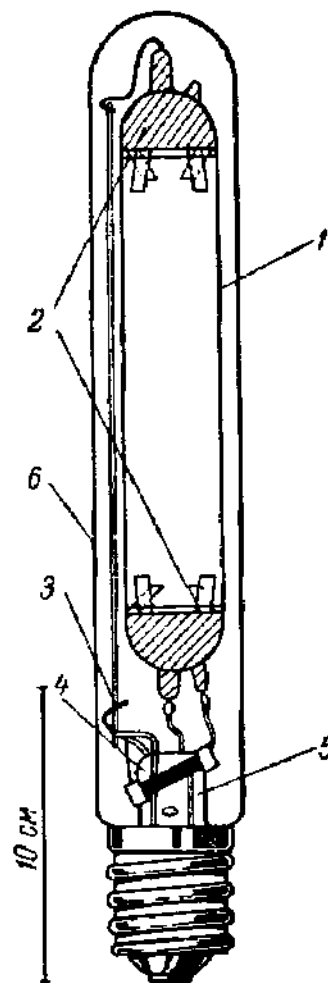


Рис. 493. Лампа «Игар»:

1 — разрядная трубка; 2 — электроды; 3 — вспомогательный электрод; 4 — сопротивление; 5 — ножка лампы; 6 — колба.

где лампа СВД вытесняет лампы накаливания и конкурирует с прожекторными дугами. Мощные «точечные» источники света, пригодные для получения не только видимого, но и ультрафиолетового излучения, нужны и во многих других технических и исследовательских оптических установках (проекционные и микропроекционные установки, кинофотосъемка, освещение люминесцирующих объектов и т. д.). Подробнее о применениях и свойствах ламп СВД см. [Л.7.7].

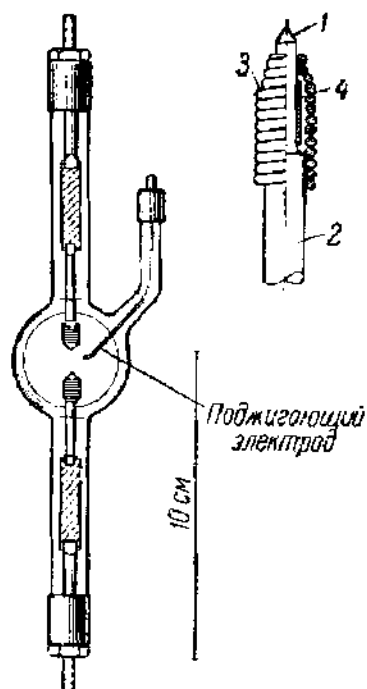


Рис. 494. Ртутная лампа СВД (справа сверху — конструкция основных электродов).

1 — острие; 2 — вольфрамовый сердечник; 3 — вольфрамовая покрывающая спираль; 4 — оксидная паста.

Как уже было указано, излучение ртутного разряда низкого давления совершенно не подходит для целей освещения из-за малой экономичности и совершенно неудовлетворительной цветопередачи. Оба эти недостатка радикально исправляются в люминесцентных лампах путем новой трансформации излучения разряда.

**6. Люминесцентные лампы.** Устройство люминесцентной лампы довольно просто: в длинной трубке, покрытой изнутри люминофором, о составе которого будет сказано немного ниже, зажигается ртутный разряд низкого давления с большим выходом резонансных линий (длины волн 1850 и 2534 Å). В низковольтных лампах (рабочее падение напряжения 50—100 в) разряд существует между накаленными электродами, а в высоковольтных лампах (напряжение зажигания 750—1000 в) — между холодными электродами. Более широкое распространение имеют низковольтные лампы. В лампы вводится аргон под давлением около 4 мм рт. ст., необходимый для зажигания разряда. Зажигание производится либо с помощью специального стартера, который будет описан несколько ниже, либо через поджигающий электрод. В установившемся режиме накал электродов поддерживается разрядом, а стенки трубки нагреваются до 40—50° С (давление

ртути  $50 \cdot 10^{-8}$ — $10^{-2}$  мм рт. ст.). Температура стенок имеет существенное значение для получения хорошей светоотдачи.

Роль аргона в механизме излучения ртутного разряда была выяснена В. А. Фабрикантом. В чисто ртутном разряде низкого давления на долю излучения линии 2537 Å может приходиться, по опытным данным, около 30% разрядной мощности. Эта линия соответствует переходу на нормальный уровень с уровня 4,88 в, вблизи которого лежат метастабильные уровни 4,66 и 5,46 в, вероятности возбуждения которых электронным ударом примерно того же порядка, как и уровня 4,88 в. Мощность, расходуемую на возбуждение метастабильных уровней, можно оценить в 45—50% общей мощности; эта мощность в разряде низкого давления выделяется на стенках и для излучения пропадает. Остальные 20—25% мощности расходуются главным образом на возбуждение резонансной линии 1850 Å. Присутствие аргона, давление которого в сотни раз больше давления ртути, меняет дело. Метастабильные атомы ртути надолго задерживаются в разряде, и многие из них при соударениях переходят в обычное возбужденное состояние. Особенно легко это по отношению к переходу с уровня 4,66 на уровень 4,88 в. В итоге большинство метастабильных атомов не доходит до стенок и излучение усиливается. В частности оказывается, что на линию 2537 Å в ртутно-аргонном разряде может приходиться свыше 60% разрядной мощности, что, как мы сейчас увидим, очень выгодно. Доля линии 1850 Å, по измерениям Бутаевой,

доходит до 30%. Люминесценция возбуждается главным образом излучением этих линий.

Свойства некоторых люминофоров, применяемых в люминесцентных лампах, даны в таблице 8.

Таблица 8

## Некоторые свойства люминофоров для люминесцентных ламп

Люминофор	Цвет	Полоса возбуждения [Å]	Максимум чувствительности	Полоса испускания [Å]	Максимум испускания [Å]
$\text{CaWO}_4$	Синий	2200—3000	2720	3800—7000	4400
$\text{MgWO}_4$	Сине-белый	2200—3200	2850	3800—7200	4800
$\text{ZnSiO}_3$	Зеленый	2200—3960	2537	4500—6200	5250
$\text{ZnBeSiO}_3$	Желто-белый	2200—3000	2537	4500—7200	5950
$\text{CdVO}_3$	Розовый	2200—3600	2500	4000—7200	6150

Таблица показывает, что для возбуждения всех этих люминофоров линия 2537 Å весьма удобна. Надо заметить, однако, что, по более поздним данным Ф. Бутаевой, нижняя граница полосы возбуждения (3-й столбец) указана неправильно и на самом деле люминофоры чувствительны и к линии 1850 Å.

Работа люминесцентных ламп, как и всех приборов ртутного разряда, содержащих жидкую ртуть, зависит от окружающей температуры. Известно, например, что зажигание люминесцентных ламп может стать невозможным при низкой температуре окружающей среды. Поэтому было бы желательно заменить ртуть каким-либо инертным газом.

Однако из основного закона люминесценции, установленного С. И. Вавиловым, следует, что от такой замены нельзя ожидать хороших результатов.

По основному закону люминесценции для веществ, обладающих не зависящим от частоты спектром люминесценции, квантовый выход люминесценции, т. е. отношение числа квантов излучения люминесценции к числу квантов поглощенного возбуждающего излучения, остается в широком интервале частот постоянным и меньшим или, в крайнем случае, равным единице (практически всегда меньшим). Это значит, что на квант поглощенного света не может приходиться более одного кванта излучения люминесценции. Для увеличения энергетического выхода люминесценции (отношение энергии излучения люминесценции к энергии поглощенного излучения) следует, таким образом, возбуждать люминесценцию светом с наименьшей возможной величиной кванта, т. е. с длиной волны, как можно более близкой к длине волны излучения люминесценции. Излучение люминофоров (см. табл. 8) лежит в среднем в области воли 5000—6000 Å. Ясно, что возбуждение резонансным излучением ртути (длина воли 2537 и 1850 Å) должно давать более высокую светоотдачу, чем возбуждение резонансным излучением инертных газов, длины воли которых лежат в пределах от 584 Å (He) до 1470 Å (Xe).

В послевоенные годы низковольтные люминесцентные лампы получили в СССР широкое распространение как источник освещения жилых и производственных помещений. Люминесцентная лампа имеет вид длинной трубки, которая покрыта изнутри слоем люминофора и снабжена на концах двумя подогревными оксидными катодами. Ввиду того, что излучение идет почти

целиком от положительного столба, лампу приходится делать тем длиннее, чем больше ее мощность; длина 100-ваттной лампы достигает 150 см. Диаметр трубки подбирается с таким расчетом, чтобы температура стенок поддерживалась за счет разряда на оптимальном уровне, лежащем около  $40^{\circ}\text{C}$ . Это требование удовлетворяется на практике при диаметрах от 1,5 до 5–6 см.

Смешивая люминофоры, можно подбирать различные спектральные характеристики ламп. Для осветительных целей применяют лампы с излучением, заполняющим весь видимый спектр. Среди них различают лампы дневного света (ДС), спектр которых близок к спектру излучения дневного света, холодно-белого света (ХБС), белого света (БС) и тепло-белого света (ТБС), спектр последних близок к спектру мощных ламп накаливания. Все они дают хорошую цветопередачу, а лампы ДС пригодны и для тонкого различения цветовых оттенков. Распределение энергии в спектре люминесцентных светительных ламп показано на рис. 495. Из рисунка видно, что излучение линий Hg пробивается через слой люминофора. Для декоративных целей разработаны цветные люминесцентные лампы [Л.7.22].

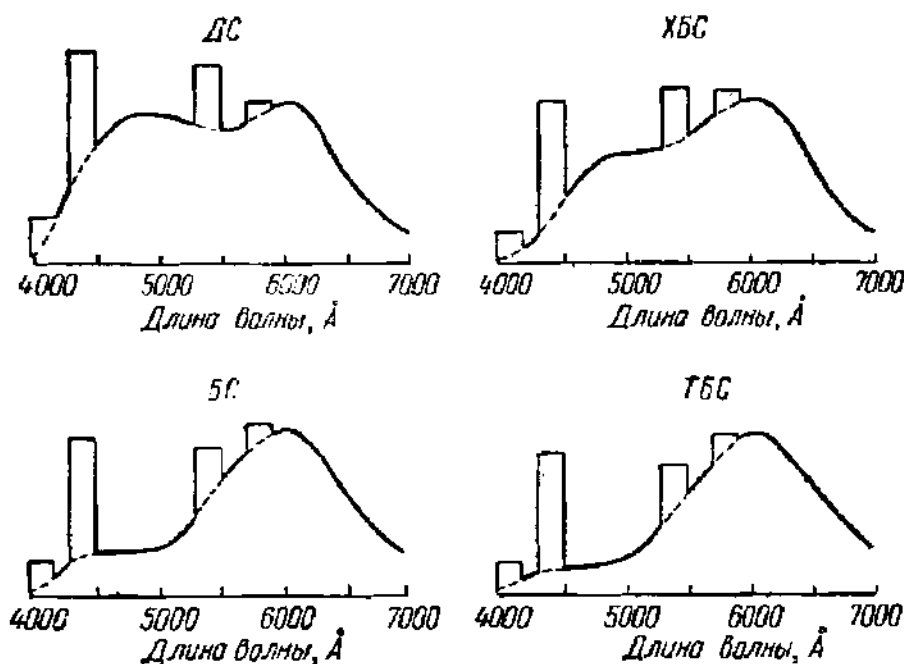


Рис. 495. Распределение энергии в спектре люминесцентных ламп.

Экономичность люминесцентных ламп без учета потерь в балластном дросселе колеблется в пределах 30–50 лм/вт, а их световой кпд в 2,5 раза выше, чем у лампы накаливания. Дроссель необходим, во-первых, для стабилизации разряда и, во-вторых, потому, что напряжение горения ламп значительно ниже напряжения сети. Срок службы люминесцентных ламп равен 2500–3000 часов против примерно 1000 часов для лампы накаливания. Причиной порчи люминесцентной лампы обычно бывает распыление катода.

С точки зрения светотехники люминесцентная лампа резко отличается от лампы накаливания: в первой — источником света служит большая поверхность малой яркости, во второй — яркая накаливаемая нить. Это различие при внедрении люминесцентных ламп ставит перед светотехникой по новому вопросы размещения источников света, конструкции светильников и т. п.

Первый из двух важных недостатков люминесцентных ламп — сложность зажигания. Для зажигания низковольтных ламп служит стартер, действие которого основано на применении реле тлеющего разряда. Схема зажигания с помощью стартера тлеющего разряда показана на рис. 496, а. Стартер представляет собой небольшую газоразрядную трубку с электродами из би-

металла, которые при нагревании изгибаются и замыкают ток (рис. 496, б). Напряжение зажигания стартера ниже напряжения зажигания холодной лампы. Поэтому при включении в стартере вспыхивает разряд и в электродах  $K_1$  и  $K_2$  появляется ток. Разряд быстро нагревает электроды стартера, они замыкаются, и разряд в стартере исчезает. Электроды стартера вновь расходятся, и если за время разряда электроды лампы  $K_1$  и  $K_2$  успели нагреться, то в лампе вспыхивает низковольтная дуга, напряжение горения которой

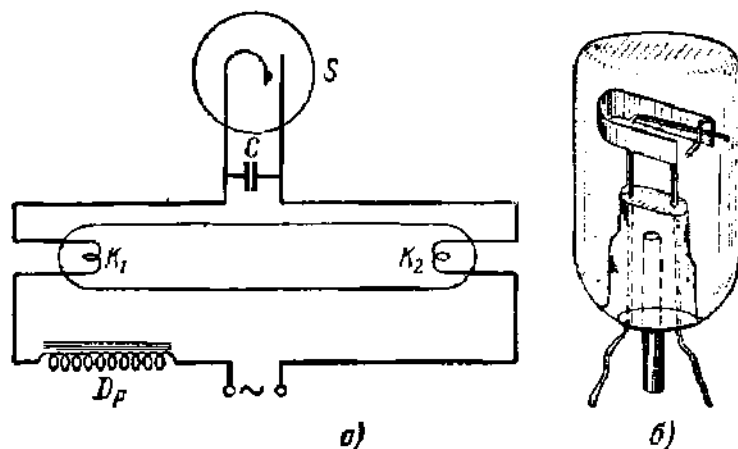


Рис. 496. а — схема стартерного зажигания; б — конструкция реле тлеющего разряда.

меньше, чем напряжение зажигания стартера. Разряд в стартере больше не возникает, ток накала в  $K_1$  и  $K_2$  остается разомкнутым, и их температура поддерживается теперь за счет разряда в лампе, который быстро стабилизируется. Хорошо рассчитанное зажигание с одного раза зажигает лампу. Если же электроды  $K_1$  и  $K_2$  не успевают нагреться с первого раза, то лампа не зажигается, а стартер пробивается второй раз и электроды  $K_1$  и  $K_2$  получают дополнительный разогрев. Такая процедура может повторяться несколько раз, прежде чем лампа окончательно загорится. Разработаны и другие типы стартеров для зажигания люминесцентных ламп [Л.7.22].

Стартерное зажигание, не говоря уже о повышении стоимости лампы, имеет недостатки в эксплуатации (неприятное мигание лампы при разрядке стартера, вредное влияние повторных зажиганий на катод и др.). Поэтому были разработаны схемы бесстартерного зажигания\*).

Второй недостаток люминесцентных ламп, свойственный всем вообще газосветным лампам при применении их для общего освещения, — это глубокие колебания силы света при питании от сети переменного тока. Колебания излучения связаны с малой инерционностью процессов в разряде и в люминофоре, и они, следовательно, неустраняемы. Колебания силы света при рассмотрении движущихся предметов производят крайне неприятный «стробоскопический эффект». Колебания силы света можно снизить до приемлемой величины, включая лампы группами в разные фазы трехфазной сети или создавая сдвиги фаз между токами в лампах с помощью емкостей и индуктивностей. Например, три люминесцентные лампы, включенные в три фазы, дают колебания силы света только втрое больше, чем 200-ваттная лампа накаливания, в то время как одна лампа дает колебания в 26 раз, а 40-ваттная лампа накаливания в 7 раз больше.

**7. Различные газоразрядные источники света.** Высоковольтные люминесцентные лампы с холодными электродами, малоприспособные для бытового

\*) См. М. Ф. Карасев, Электричество, № 12, 1949, а также [Л.7.22].

освещения из-за высокого напряжения зажигания, обладают, однако, многими преимуществами, делающими их очень подходящими для наружного освещения. Они имеют срок службы до 50 000 часов, зажигаются без стартера и почти мгновенно; их светоотдача и надежность зажигания мало зависят от наружной температуры и влажности. Высоковольтные лампы с холодным катодом работают в режиме тлеющего разряда.

Лампы, наполненные инертными газами, из-за неподходящего спектрального состава излучения применяются не для освещения, а для разных специальных целей. Укажем прежде всего на общеизвестные рекламные газосветные трубки, в которых излучение идет от положительного столба тлеющего разряда очень большой длины. Наполняют их Ne, Ar с примесью Hg, Ne под давлением порядка немногих миллиметров ртутного столба. Для получения разных цветов применяют трубки из цветного стекла или покрывают их люминофорами.

Сигнальные лампы тлеющего разряда наполняют обычно неоном. В некоторых случаях важно иметь достаточно низкое напряжение зажигания. Это, как известно, достигается с помощью комбинации инертного газа (Ne, Ar) с катодом, имеющим малую работу выхода. Как показывает табл. 20, ч. I, можно, применив сложные катоды, получить напряжение зажигания, не превышающее 40 в. Небольшие лампы с низким напряжением зажигания, сигнализирующие момент включения прибора или наличие напряжения между двумя точками сети и т. д., широко применяются в технике. Размеры, форма и конструкция электродов этих ламп в зависимости от их назначения могут быть очень различны [Л.7.2].

Световой поток газоразрядных ламп можно модулировать с очень большой частотой. Модулируемые газоразрядные лампы находят применение в аппаратуре для фототелеграфии, звукозаписи, для отметок времени в осциллографах и т. п. Из ламп этого типа отметим лампу с полым катодом, в которой излучение идет практически от всего разряда (включая второе катодное свечение), который целиком сосредоточен в полости катода.

Очень перспективными можно считать разработанные в последние годы лампы СВД, наполненные инертными газами. Конструкция их близка к шаровым ртутным лампам СВД, но изготовление их проще и в эксплуатации они имеют ряд преимуществ. Для создания в них высокого давления не требуется разогревать колбу до высокой температуры и давления, а значит, и режим их мало зависит от температуры среды. Время разогрева газовых ламп меньше, чем ртутных. Катод газовой лампы СВД чисто металлический, без оксидного слоя, в котором нет нужды, потому что на всех стадиях зажигания и горения разряда, в том числе и в начале зажигания, когда разряд тлеющий и катодное падение высоко, в лампе существует высокое давление, препятствующее распылению катода. Нужно заметить, что напряжение пробоя в газовых лампах СВД велико, так что для зажигания необходим поджигающий электрод.

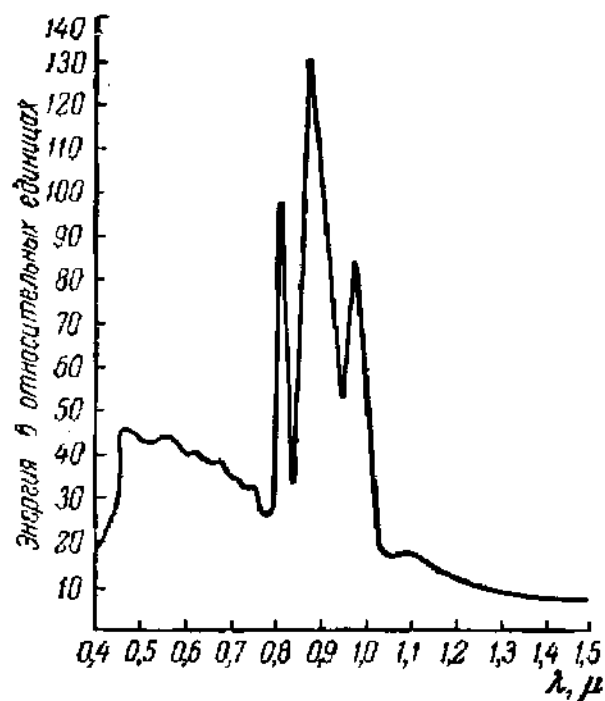


Рис. 497. Распределение энергии в спектре ксеноновой лампы СВД.

Катодное падение высоко, в лампе существует высокое давление, препятствующее распылению катода. Нужно заметить, что напряжение пробоя в газовых лампах СВД велико, так что для зажигания необходим поджигающий электрод.

Газовые лампы СВД имеют лучший, чем ртутные, спектральный состав излучения — в этом их главное преимущество. На рис. 497 изображено распределение энергии в спектре ксеноновой лампы СВД. Спектральная характеристика в видимой части спектра имеет ровный ход, а все резкие максимумы лежат в инфракрасной части. Поэтому свет газовых ламп СВД близок к белому. Для наполнения ламп СВД применяют Ag, Kг и Хе; наилучшие результаты дает последний. Экономичность газовых ламп СВД, однако, не высока (20—25 лм/вт).

В заключение скажем немного об импульсных источниках света, дающих рекордные световые потоки и яркости. Они применяются для моментальной фотосъемки быстро движущихся предметов, например для фотографирования треков ядерных частиц в камере Вильсона. Импульс света продолжительностью  $10^{-4}$  сек и даже  $10^{-6}$  сек дает газоразрядная лампа, через которую разряжается большая емкость. Благодаря малой инерционности процессов в газе разряд успевает достичь полного развития. При этом получаются огромная концентрация мощности и яркое свечение. Например, лампа, наполненная ксеноном под давлением в несколько десятков миллиметров ртутного столба, через 50 мксек после начала разряда испускала световой поток около  $9 \cdot 10^6$  лм. Для яркости импульсных криптоно-ксеноновых ламп в литературе приводятся числа от  $5 \cdot 10^6$  до  $6 \cdot 10^7$  сб. Степень ионизации газа в импульсном разряде может достигать 100%, а температура — десятков тысяч градусов.

Сделанный в настоящем параграфе обзор газоразрядных источников света, конечно, не полон. Так, ничего не было сказано о современных прожекторных дугах, об источниках света для работ по спектроскопии. Не отмечены и некоторые другие газоразрядные источники света. В последние 10—15 лет светотехника обогатилась разнообразными газоразрядными источниками света. Можно думать, что возможности применения газовых разрядов в качестве источников света еще далеко не исчерпаны и что в ближайшие годы будут разработаны новые типы газосветных ламп.

## § 56. Ионизационные камеры и счетчики

Многие важные задачи физики и химии XX столетия были связаны с изучением явлений, сопровождающихся испусканием ионизирующих излучений:  $\alpha$ -и  $\beta$ -частиц,  $\gamma$ -излучения и т. д. Поэтому измерение ионизирующих излучений, начиная с открытия в 1895 г. рентгеновских лучей и радиоактивного распада, получило огромное практическое и научное значение. Это значение существенно возросло после открытия космического излучения и искусственной радиоактивности, изобретения мощных ускорителей и атомного и ядерного оружия.

В настоящее время приборы для измерения интенсивности ионизирующих излучений и регистрации отдельных частиц и квантов излучения широко применяются не только в физических и химических исследованиях, но и в экспериментальной биологии и медицине, в промышленности, георазведке и т. д. Можно сказать, что ионизационные камеры и счетчики частиц и квантов стали, наряду с электронными лампами и электронно-лучевыми трубками, приборами массового использования. Для них характерны чрезвычайно высокая чувствительность, позволяющая регистрировать появление в счетчике даже одной ионизирующей частицы.



В настоящем параграфе рассматриваются физические процессы в ионизационных камерах и счетчиках различных типов.

**1. Газовое усиление в методике регистрации ионизирующих частиц. Области работы счетной трубки.** Непосредственное обнаружение одной заряженной частицы по ее заряду или даже слабого потока частиц затруднительно из-за малости измеряемого заряда или тока. Но, пролетая через газ, частица может произвести ионизацию и заряд появившихся ионов и электронов будет во много раз превышать собственный заряд частицы. Например,  $\alpha$ -частица может произвести свыше  $10^5$  ионизаций, прежде чем она будет окончательно заторможена. Измерение зарядов, появившихся при ионизации газа, существенно облегчает наблюдение частицы.

Очевидно, возможно и дальнейшее усиление наблюдаемого заряда. Ускоряя электрическим полем электроны, образовавшиеся при первичной ионизации, можно, оставаясь в режиме несамостоятельного разряда, получить большое газовое усиление. Можно, наконец, довести поле до такой величины, что каждая частица, произведшая в приборе ионизацию, вызовет пробой и возникновение самостоятельного разряда. Все эти способы усиления применяются на практике.

Основная схема, служащая для обнаружения частицы, представлена на рис. 498. Частица производит ионизацию в газе между электро-

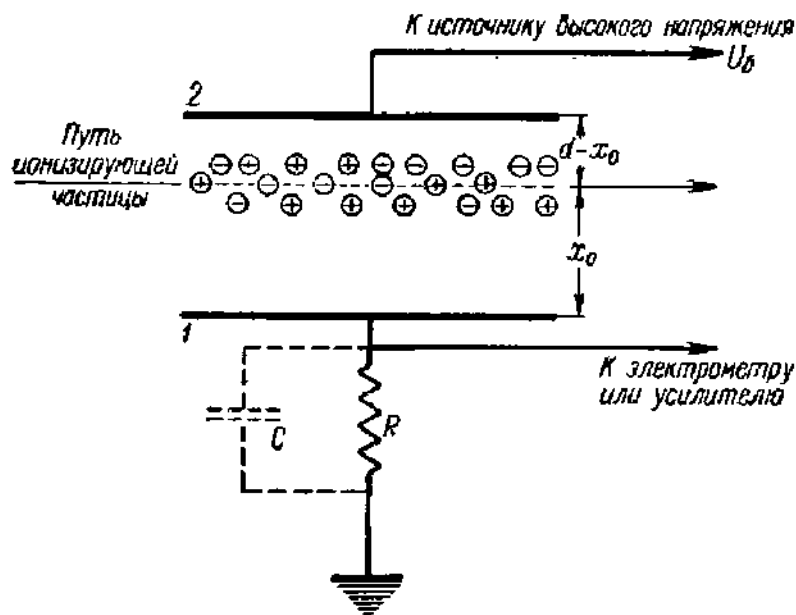


Рис. 498. Схема включения камеры или счетчика.

дами 1 и 2, и появившиеся здесь электроны и ионы собираются на электродах, а накопившийся заряд разряжается через сопротивление  $R$ . Суммарная емкость электродов, соединяющих проводов и входной цепи измерительного устройства (не показанного на рисунке), обозначена через  $C$ , а  $R$  может означать как специально подключенное сопротивление, так и сопротивление изоляции. Импульс на сопротивлении  $R$  измеряется непосредственно электрометром или подается на усилитель.

Изменение величины импульса в зависимости от напряжения между электродами представлено на рис. 499. При  $U < U_n$  на электроды попадают не все ионы, созданные влетевшей частицей, так как часть их исчезает вследствие рекомбинации и диффузии. При напряжениях в интервале от  $U_n$  до  $U_p$  на электроды попадают практически все электроны и ионы, созданные непосредственно частицей, и импульс остается постоянным и различным по величине для сильно и слабо ионизирующих частиц ( $\alpha$ -частицы и космические лучи на рис. 499).

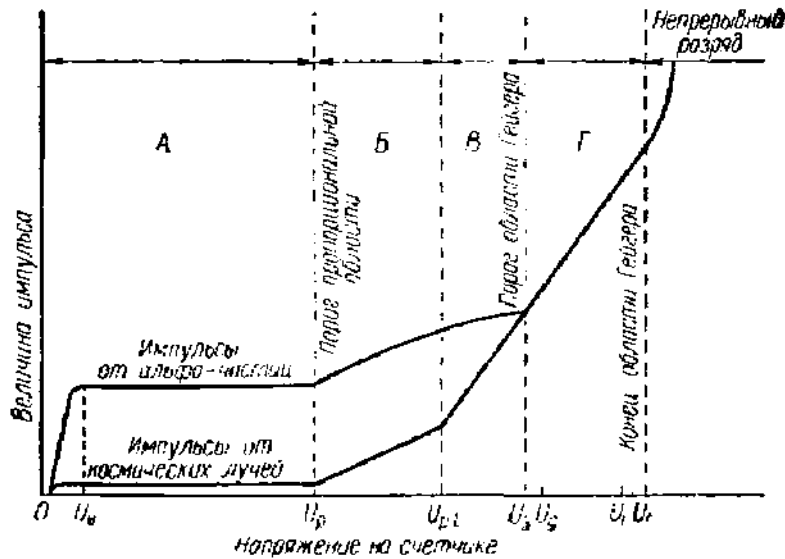


Рис. 499. Режимы работы счетной трубки.

А — область ионизационной камеры, Б — пропорциональная область, В — область ограниченной пропорциональности, Г — область Гейгера. За начало области Гейгера принято напряжение  $U_3$ , при котором появляются импульсы, образованные самостоятельными разрядами, величина которых не зависит от напряжения  $U$ , но часть импульсов при  $U \geq U_3$  образуется еще таунсендовскими лавинами, как в области В.

В этом режиме прибор называют ионизационной камерой (или ионизационным счетчиком). При  $U > U_p$  первичные электроны ионизируют газ при движении к электроду и имеет место газовое усиление; при этом, как известно (см. выше § 26), полное число электронов и ионов, собирающихся на электродах, остается пропорциональным числу первичных электронов, если только мало влияние положительного пространственного заряда. Эта область напряжений носит название пропорциональной области. При дальнейшем увеличении напряжения положительный пространственный заряд увеличивается настолько, что газовое усиление уменьшается; ослабление будет резко выражено для сильно ионизирующих частиц, и различие между ними и слабо ионизирующими частицами уменьшается. Эта область напряжений называется областью ограниченной пропорциональности.

Различие в величине импульса, возбуждаемого сильно и слабо ионизирующими частицами, совершенно исчезает тогда, когда каждая первичная ионизация приводит к возникновению самостоятельного

разряда, режим которого, как это было установлено выше (гл. 3), не зависит от силы первичного ионизатора. Эта новая область, начинающаяся при  $U = U_3$ , носит название области Гейгера, по имени исследователя, который вместе с Э. Резерфордом применил счетные трубки при исследовании радиоактивных явлений. В области Гейгера трубка перестает делать различия между частицами: всякая частица одинаково вызывает пробой и вспышку самостоятельного разряда. В большинстве конструкций счетных трубок, работающих в области Гейгера, один из электродов имеет большую кривизну (острие, тонкая проволока), так что при пробое возникает коронный разряд, если только нет налицо причин, мешающих его развитию. При напряжениях, близких к напряжению пробоя, коронный разряд нестабилен и можно создать условия, при которых он будет быстро гаснуть до нового появления ионизирующей частицы. При больших значениях перенапряжения ( $U - U_3$ ) в счетчике появляются самопроизвольные разряды, возникновение которых не связано с появлением в счетчике частиц. По мере увеличения напряжения частота самопроизвольных разрядов возрастает и работа делается невозможной и, наконец, разряд делается стабильным. Таким образом, граница области Гейгера  $U_3$  со стороны больших напряжений несколько неопределенна.

Все три режима — режим ионизации без усиления, режим пропорционального газового усиления и режим нестабильного коронного разряда — могут быть осуществлены в одном и том же приборе. Раньше, действительно, одни и те же трубки применялись в пропорциональной области и области Гейгера. В настоящее время каждый прибор предназначается для работы в каком-нибудь одном режиме. В каждом из трех классов насчитываются многочисленные типы приборов различного назначения: например, ионизационные камеры для рентгеновских лучей и для  $\alpha$ -излучения, пропорциональные счетчики для быстрых нейтронов и для медленных нейтронов, счетчики Гейгера для  $\gamma$ -излучения и для  $\beta$ -частиц и т. д. Описание их можно найти в специальных монографиях [Л.7.10; Л.7.11; Л.7.27; Л.7.12]. Ниже описываются некоторые из приборов каждого класса.

**2. Ионизационные камеры.** Ионизационные камеры применяются как для обнаружения отдельных частиц (счетно-ионизационные или импульсные камеры), так и для измерения интенсивности потока излучения (интегрирующие камеры). Основное различие между ними заключается в величине постоянной времени  $\tau = RC$  (см. рис. 498) контура, составленного из электродов камеры и входной цепи измерительного устройства. Интегрирующие камеры очень широко применяются для измерения силы рентгеновских излучений (так называемые рентгенметры) или излучения радиоактивных препаратов и горных пород. Измеряется в этом случае постоянный ионизационный ток, текущий на электроды камеры.

В качестве примера на рис. 500 изображена схема ионизационной камеры И. Кюри, предназначенной для измерения величины пробега

$\alpha$ -частиц в газах. Поток излучения проходит между плоскими электродами перпендикулярно к полю. Ионный ток на средние части пластин  $P, P'$ , окруженные охранными кольцами  $p_1, p_2$ , измеряется электрометром, так как гальванометры, пригодные для токов, не меньших, чем  $10^{-9} - 10^{-10}$  а, недостаточно чувствительны. На этом приборе, отодвигая источник  $S$  от электродов, И. Кюри нашла, что

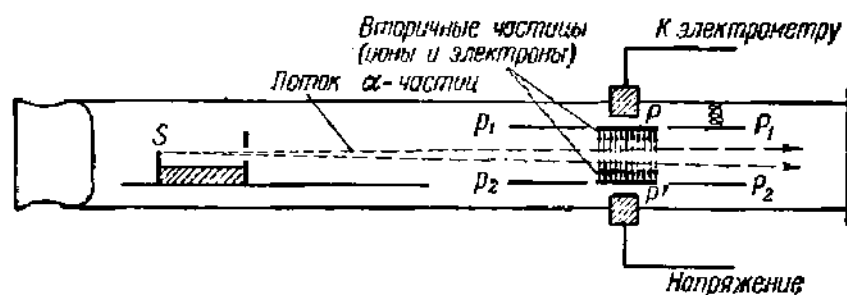


Рис. 500. Ионизационная камера И. Кюри для измерения величины пробега  $\alpha$ -частиц.

$\alpha$ -частицы полония имеют в воздухе пробег, равный 3,8 см, а  $\alpha$ -частицы Ra около 7 см. Такое же в общем устройство имеют интегрирующие камеры для рентгеновских лучей, но конструкции и размеры их бывают самые различные; кроме больших, очень чувствительных камер объемом свыше 10 л применяются и маленькие, так называемые «наперстковые» камеры.

Электроды камеры, изображенной на рис. 500, замкнуты на очень высокое сопротивление изоляции. Полагая его равным  $10^{15}$  ом и суммарную емкость электродов и соединительных проводов равной 30 пф, получим, что постоянная времени  $\tau = RC = 30 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{15} = 3 \cdot 10^4$  сек. Такое большое значение постоянной времени не имеет, конечно, значения при измерении постоянного ионизационного тока. Зато для измерения кратковременных импульсов от отдельных частиц такая камера непригодна.

На конструкциях интегрирующих камер различного назначения мы останавливаться не будем. Ограничимся только замечанием об устройстве камер для измерения мощных потоков быстрых нейтронов. В качестве ионизирующих частиц в этих камерах служат не сами нейтроны, а так называемые «ядра отдачи», выбиваемые нейтронами при соударениях из атомов. Стенки камеры, на которые падает поток нейтронов, покрывают веществом, содержащим водород, например парафином, и тогда ионизация газа в камере создается «протонами отдачи». Работа с нейтронной камерой имеет свои специфические особенности, связанные с большой величиной пробегов «ядер отдачи» и неизбежным присутствием  $\gamma$ -излучения, создающего дополнительную ионизацию в камере.

Рассмотрим процесс образования импульсов в самом простом случае, а именно в предположении, что ионизирующая частица пролетает параллельно электродам, как это показано на рис. 498, и что

напряжение настолько высоко, что все первичные электроны и ионы не успевают рекомбинировать и собираются на электродах. Давление будем считать не очень малым, так что скорость электронов и ионов подчиняется формулам:

$$u_e = b_e E, \quad u_i = b_i E. \quad (56.1)$$

Как известно, подвижность электронов  $b_e$  в сотни раз больше подвижности ионов. Поэтому можно считать, что пока электроны пробегают путь  $x_0$  и собираются на нижнем электроде, ионы остаются неподвижными. Ток, наводимый электронами, можно найти по теореме (см. гл. 6, § 49) Рамо—Шокли:

$$i = \frac{dq}{dt} = Ne u_e E_1, \quad (56.2)$$

где  $N$  — общее число электронов и  $E_1$  — слагающая напряженности поля в направлении движения при условии, что между электродами напряжение равно единице; для плоских пластин  $E_1 = \frac{1}{d}$ . Из формулы (56.2)

$$q = \int_0^t E_1 Ne u_e dt; \quad U_C = \frac{q}{C} = \frac{e}{C} \int_0^t Nu_e E_1 dt; \quad (56.3)$$

в нашем случае  $E_1$ ,  $N$  и  $u_e$  — величины постоянные и напряжение  $U_C$ , наводимое на электродах

$$U_C(t) = \frac{Ne u_e t}{Cd}. \quad (56.4)$$

Уравнение (56.4) показывает, что на первом этапе напряжение линейно возрастает и становится к моменту достижения электронами пластины  $I$  (рис. 498), т. е. при  $t = x_0/u_e = t_1$ , максимальным (рис. 501):

$$(U_C)_1 = \frac{Ne u_e x_0}{Cd u_e} = \frac{Ne x_0}{Cd}. \quad (56.5)$$

Аналогичный расчет дает, что на втором этапе в процессе собирания ионов на верхнем электроде 2, заканчиваемся в момент  $t = t_2 = \frac{d-x_0}{u_i}$ , напряжение также растет линейно и достигает в конце второго этапа величины

$$(U_C)_{\max} = (U_C)_1 + (U_C)_2 = \frac{Ne x_0}{Cd} + \frac{Ne}{C} \left(1 - \frac{x_0}{d}\right) = \frac{Ne}{C}, \quad (56.6)$$

если сопротивление  $R$  настолько велико, что за время  $t = t_2$  емкость практически не успевает разрядиться.

Если принять, что скорость электронов  $\sim 10^6$  см/сек (это соответствует камере, заполненной аргоном при  $p = 1$  атм,  $E \approx 1200$  в/см) и  $d = 1$  см, то по порядку  $t_1$  будет равно  $10^{-6}$  сек, а  $t_2 = 10^{-4}$  сек.

Через это время заканчивается собирание зарядов и затем емкость разряжается через сопротивление  $R$ . Если, полагая опять  $C = 30$  пф, взять  $R = 10^8$  ом, то  $\tau = 30 \cdot 10^{-12} \cdot 10^8 = 3 \cdot 10^{-3}$  сек и время разряда, равное нескольким постоянным времени, значительно больше

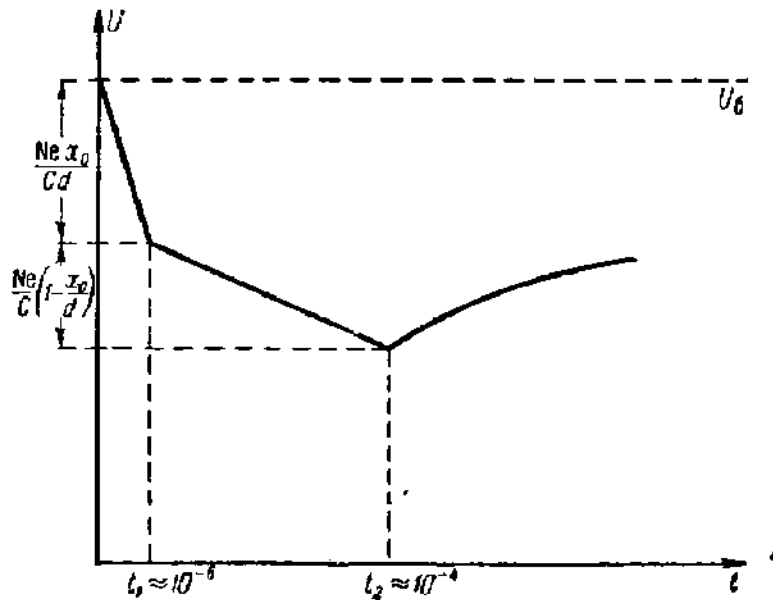


Рис. 501. График изменения напряжения на электродах ионизационной камеры во время и после прохождения ионизирующей частицы.

времени собирания. При таких условиях на вход усилителя попадает весь импульс, который воспроизводится подключенным на выходе осциллографом.

Если же постоянная времени  $\tau = RC$  по порядку близка к времени собирания электронов  $t_1$ , то камера измерит только импульс электронов.

Из рассмотренного примера видно, что форма импульса связана с распределением ионизации по объему камеры. Поэтому, исследуя форму импульса частицы, можно сделать некоторые заключения относительно ее энергии, направления движения и величины пробега.

Однако величина импульса очень мала, что заставляет прибегать к большому внешнему усилению. Поэтому для регистрации отдельных частиц предпочитают пользоваться не импульсными камерами, а пропорциональными счетчиками и счетчиками Гейгера, в которых применяется газовое усиление ионизирующего импульса.

**3. Конструкции счетчиков.** На рис. 502 изображены торцовый и цилиндрический счетчики, служащие для измерения ионизирующих излучений. Наружный электрод цилиндрического счетчика служит почти всегда катодом; вторым электродом является тонкая проволока, натянутая вдоль оси. Цилиндрические счетчики реагируют на ионизацию, происходящую в любой точке внутри наружного цилиндра, и имеют, таким образом, большой чувствительный объем. Большинство применяемых теперь счетчиков принадлежит к этому типу. Чувстви-

тельный объем торцового счетчика (рис. 502, б) гораздо меньше: он ограничивается небольшой областью вблизи бусинки 5. Для исследования радиоактивных излучений счетчики впервые были применены Резерфордом и Гейгером; счетчики с большим чувствительным объемом были сконструированы Гейгером и Мюллером.

Главные конструктивные различия между счетчиками, почти всегда имеющими цилиндрические электроды, связаны со способом введения ионизирующего излучения в чувствительный объем счетчика. Счетчик, изображенный на рис. 502, а, предназначен для регистрации  $\alpha$ -частиц,

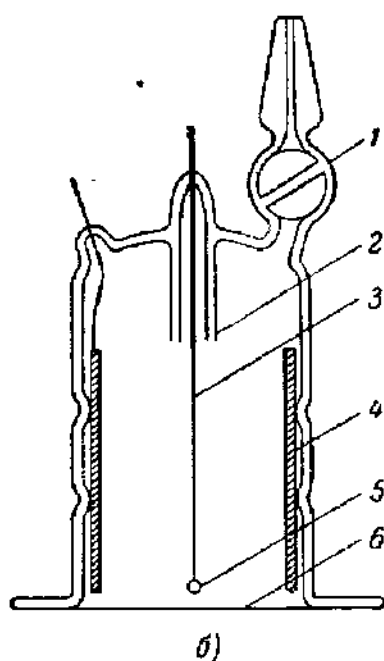
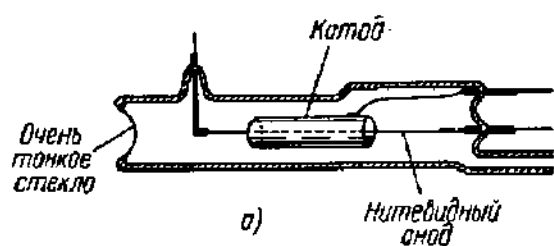


Рис. 502. Цилиндрический счетчик для счета  $\alpha$ -частиц (а) и торцовый счетчик (б).

1 — кран; 2 — стекло; 3 — нить; 4 — катод; 5 — бусинка; 6 — окошко.

которые проникают через окошко из очень тонкого (0,05 мм) стекла. Космические лучи и  $\gamma$ -лучи свободно проходят через не слишком толстые слои стекла и металла и в специальном окошке для впуска не нуждаются. С другой стороны, для измерений  $\beta$ -излучения небольшой мощности, обладающего плохой проникающей способностью, нужен широкий проход внутрь счетчика. В счетчиках для  $\beta$ -лучей наружным электродом служит тонкий слой серебра, нанесенного прямо на тонкостенную стеклянную трубку. Такая конструкция дает возможность  $\beta$ -лучам проходить через всю боковую поверхность счетчика. Размеры счетчиков в зависимости от назначения колеблются в широких пределах: длина цилиндра от 1 до 150 см и диаметр от 0,4 до 7,5 см.

В счетчиках быстрых нейтронов внутри наносится слой из водородосодержащего вещества, поставляющего ядра отдачи при бомбардировке нейтронами. Для регистрации медленных нейтронов используется ядерная реакция, протекающая после захвата нейтрона изотопом бора  $B_{10}^{10}$ . После захвата нейтрона атом бора распадается на атом  $Li_3^7$  и  $\alpha$ -частицу  $He_2^4$ , которые разлетаются в разные стороны, ионизируя газ в счетчике, причем из 2,5 Мэв энергии, освобождающейся при распаде, на долю  $Li$  приходится 0,9 Мэв и на долю  $\alpha$ -частицы 1,6 Мэв. Счетчик медленных нейтронов наполняют газообразным  $BF_3$  или же наносят на стенки счетчика вещество, содержащее бор (карбид бора, бору).

Вопрос о выборе наполняющего газа и его давления тесно связан с процессами в счетчике, и мы его рассмотрим ниже. Выбор газового наполнения это главное, чем отличается пропорциональный счетчик от счетчика, предназначенного для работы в области Гейгера.

**4. Пропорциональные счетчики.** В области пропорционального усиления первичные электроны дают начало таунсендовской лавине, не переходящей, однако, в самостоятельный разряд. Нарастание лавины (см. § 26) определяется в случае неоднородного поля выражением

$$N = N_0 \exp \left[ \int \alpha dr \right],$$

если принять, что  $\gamma$ -процессы на катоде отсутствуют. Это оправдывается для пропорциональных счетчиков. Коэффициент газового усиления для цилиндрических электродов и ионизации, происходящей вблизи внешнего электрона — анода, равен

$$K = \frac{N}{N_0} = \exp \left[ \int_{r_0}^R \alpha dr \right] = \exp \left[ \int_{r_0}^{(r)_{\alpha=0}} \alpha dr \right], \quad (56.7)$$

где  $\alpha$  — коэффициент Таунсенда и  $r_0$ ,  $R$  — радиусы электродов. В (56.7) в качестве верхнего предела интеграла вместо  $R$  можно взять  $(r)_{\alpha=0}$ , т. е. то расстояние от оси, на котором поле ослаблено настолько, что ионизация электронными ударами прекращается. При пороговом напряжении пропорциональной области ионизация электронными ударами возможна только у самой нити, на последних пробегах электронов, т. е.  $(r)_{\alpha=0}$  очень мало. С увеличением напряжения  $(r)_{\alpha=0}$  растет и увеличивается коэффициент газового усиления, пока не будет достигнута область Гейгера. Это проявляется в том, что некоторые импульсы будут переходить во вспышки самостоятельного разряда.

Воспользовавшись для  $\alpha$  формулой (26.19)

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp \left[ - \frac{B}{\frac{E}{p}} \right]$$

и полагая для цилиндрических электродов  $E = \frac{U}{r \ln \frac{R}{r_0}}$ , легко получить для коэффициента газового усиления

$$K = \frac{N}{N_0} = \exp \left[ a U e^{-b/U} \right],$$

$$a = \frac{A}{B \ln \frac{R}{r_0}}, \quad b = r_0 B p \ln \frac{R}{r_0}, \quad (56.8)$$



если пренебречь величиной  $\exp\left[-\frac{Bp \ln \frac{R}{r_0}}{U} R\right]$  по сравнению с  $\exp\left[-\frac{Bp \ln \frac{R}{r_0}}{U} r_0\right]$ .

$A$  и  $B$  для многих газов известны, и формулу (56.8) можно проверить экспериментально. Опытная проверка для счетчика, наполненного воздухом, показала, что она выполняется удовлетворительно, пока излучение разряда не вызывает заметной фотоэлектронной эмиссии с катода.

Следует заметить, что, вообще говоря,  $K$  зависит от места попадания ионизирующей частицы в счетчик, причем это связано с возможностью образования отрицательных ионов и, следовательно, зависит от наполняющего газа и его давления. Величина  $K$  в счетчиках, наполненных обычными газами (воздухом, аргоном, азотом и т. д.), может достигать до нескольких сотен. Хотя импульсы напряжения на электродах пропорционального счетчика усилены по сравнению с импульсами в ионизационной камере, при наблюдении отдельных частиц необходимо еще большее внешнее усиление. Поэтому важно иметь представление о длительности импульса и его форме.

Теория образования импульса в пропорциональном счетчике при любых значениях внешнего сопротивления  $R_{\text{внш}}$  была дана Крюковым [Л.7.10, § 30]. Здесь мы ограничимся только качественными соображениями.

Импульс возникает в момент разделения ионов и электронов, образовавшихся на пути ионизирующей частицы. На начальном этапе, как и при формировании импульса в камере, импульс создается электронами. Но, в отличие от камеры, большинство электронов проходит очень малый путь, так как вторичные электроны появляются главным образом вблизи нити в области сильного поля. Как было отмечено выше (п. 2), импульс зависит не только от величины заряда, но и от пути, пройденного им до попадания на электрод, и поэтому роль электронов в наведении импульса относительно невелика. Основная часть импульса наводится ионами, в главной своей массе появляющимися у нити и проходящими почти все междуэлектронное пространство. Расчет показывает, что импульс, наводимый ионами, вначале круто нарастает, но в дальнейшем вид его зависит от  $R_{\text{внш}}$ . При небольших  $R_{\text{внш}}$  разрядка емкости может стать заметной еще до того, как ионная лавина заканчивает свое движение и максимум импульса заметно уменьшается.

Пропорциональные счетчики могут работать при наполнении различными газами и при самых различных давлениях. На практике с такими газами, как азот, аргон, криптон и т. п., удается получить стабильную работу при газовом усилении порядка нескольких сотен.

При попытке увеличением напряжения добиться больших усилений стабильность работы нарушается. Опыт показал, что нарушение

стабильности связано с не учтенной выше при вычислении коэффициента газового усиления фотоэлектронной эмиссией катода, которую вызывает ультрафиолетовое излучение молекул, возбужденных ударами электронов; фотоэлектронная эмиссия увеличивает газовое усиление, но одновременно делает его зависимость от напряжения более резкой; именно это последнее обстоятельство делает работу счетчика нестабильной при высоких значениях  $K$ . Отсюда следует, что фотоэлектронную эмиссию катода следует по возможности устранить. Для этого, во-первых, следует повышать работу выхода катода, например, окисляя его поверхность. Во-вторых, в счетчик вводят многоатомные газы — метан, пары спирта и т. п., сильно поглощающие ультрафиолетовое излучение. Счетчики с многоатомными газами могут устойчиво работать при  $K = 10^3 - 10^4$ .

Пропорциональные счетчики используются тогда, когда нужно распознавать природу ионизирующих частиц, например, если нужно отделять импульсы ядер отдачи, выбиваемых нейтронами, от импульсов электронов, выбитых со стенок счетчика  $\gamma$ -лучами, всегда присутствующими при ядерных реакциях. Пригодность для распознавания частиц обеспечивает пропорциональным счетчикам широкое применение в исследовательских работах.

Пропорциональные счетчики с успехом применялись вместо ионизационных камер для измерения интенсивности рентгеновских лучей (Векслер, Исаев и др. [Л.7.10]) в тех случаях, когда поток лучей слаб и требуется высокая чувствительность, например при замерах дифракционных максимумов в рентгеноструктурном анализе.

**5. Счетчики Гейгера.** Наибольшее распространение в научных и технических измерениях имеют счетчики с самостоятельным разрядом (счетчики Гейгера). Они дают настолько сильные импульсы, что позволяют работать с небольшим внешним усилением или даже совсем без него.

Порог гейгеровской области  $U_3$  (рис. 499) — это то напряжение, при котором счетчик «начинает считать», т. е. дает вспышки самостоятельного разряда в ответ на некоторые, хотя и не все проникающие в него частицы. Импульсы от остальных частиц, сформированные, как в пропорциональной области, в результате простого газового усиления, относительно слабы и не регистрируются счетчиком.

Если подвергнуть счетчик воздействию ионизирующего излучения постоянной интенсивности, то количество импульсов в единицу времени (скорость счета), отмечаемое счетчиком, будет зависеть от напряжения. Кривая зависимости скорости счета от напряжения на счетчике называется счетной характеристикой. Это основная его рабочая характеристика. В начале в соответствии со сказанным выше скорость счета быстро возрастает с напряжением (рис. 503), но за подъемом характеристики у каждого пригодного для работы счетчика следует широкий и почти горизонтальный участок — так называемое плато, на протяжении которого счетчик регистрирует одну и ту же

долю частиц или квантов проникающего в него излучения. Хороший счетчик, очевидно, должен иметь широкое и почти параллельное оси абсцисс плато, составляющее рабочую часть счетной характеристики.

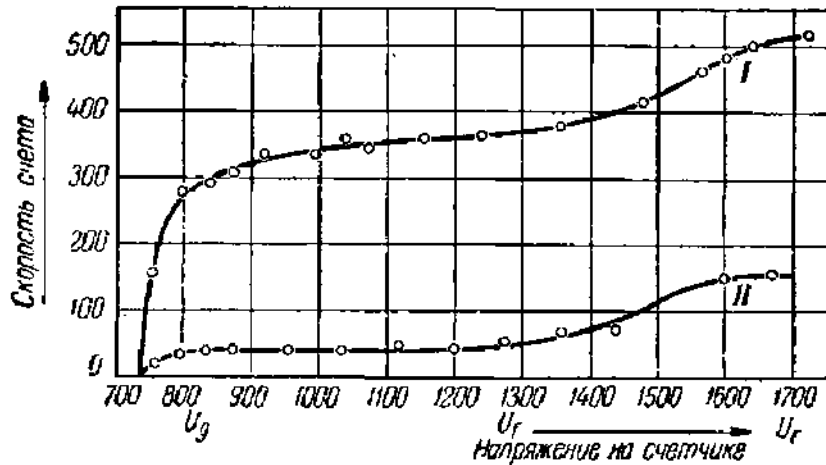


Рис. 503. Счетные характеристики счетчика Гейгера.

*I* — при действии ионизирующего излучения; *II* — без излучения (фон счетчика).

Существенно, что на протяжении плато счетчик, помимо импульсов от измеряемого излучения, всегда регистрирует некоторое количество импульсов, с ним не связанных. Это так называемый фон счетчика (кривая II на рис. 503). Импульсы фона возникают от радиоактивных загрязнений (от которых невозможно вполне избавиться), от проникающего в счетчик космического излучения и т. п. На протяжении плато фон постоянен и при измерениях его легко учесть. При высоких напряжениях фон усиливается, характеристика вновь начинает подниматься из-за появления не связанных с измеряемым излучением самопроизвольных разрядов, и работа становится невозможной. Этим определяется граница рабочей области со стороны высоких напряжений.

Если частица проникает в счетчик тогда, когда еще не закончен разряд, вызванный ее предшественницей, то она не будет сосчитана. Точнее, она совсем не будет отмечена, если разряд далек от окончания, но она вызовет небольшой импульс, если конец разряда близок. Время, в течение которого счетчик совсем не реагирует на прохождение частицы, называется мертвым временем. Время полного восстановления свойств счетчика несколько превышает мертвое время. Важно, чтобы мертвое время и время полного восстановления были как можно меньше, так как от этого зависит наибольшее число частиц, проходящих в единицу времени через счетчик, которое он способен сосчитать, т. е. разрешающая способность счетчика. Очевидно, всегда какая-то часть частиц будет проходить через счетчик в течение мертвого времени, и, следовательно, отношение числа сосчитанных частиц к числу частиц, прошедших через счетчик, называемое эффективностью

счетчика, не может равняться единице (100%), хотя в некоторых случаях эффективность может быть близка к 100%. Кроме того, прохождение частицы через рабочее пространство счетчика без единого ионизирующего соударения имеет вероятность, не равную нулю. Это обстоятельство также уменьшает эффективность счетчика.

Рассмотрим процесс формирования разряда в счетчике. Для возникновения самостоятельного разряда нужно, чтобы при напряжении на электродах, превышающем напряжение пробоя, где-нибудь произошла начальная ионизация. Эта ионизация создается ионизирующей частицей, проникшей в счетчик. После появления в счетчике ионизирующей частицы первичные электроны движутся к нити и на своем пути, главным образом в конце его, возбуждают и ионизируют молекулы газа. Излучение возбужденных атомов, в основном резонансное, всегда лежит в ультрафиолетовой области. Ультрафиолетовое излучение, распространяясь по всем направлениям, частично поглощается в газе, частично дойдет до катода и вызовет фотоэлектронную эмиссию. Фотоэлектроны в свою очередь кладут основание новым электронным лавинам, и разряд очень быстро, за время прохождения нескольких лавин, охватывает весь объем счетчика.

При обычной геометрии электродов счетчика разряд принимает форму короны. Основываясь на теории короны, можно построить теорию формирования и прекращения разряда.

Пусть счетчик включен по схеме рис. 498 с внешним сопротивлением  $R$ . Сила тока коронного разряда между цилиндрическими электродами на единицу осевой длины равна (§ 30)

$$\frac{l}{l} = J = \frac{2b_i U_z (U - U_z)}{r_k^2 \ln \left( \frac{r_k}{r_a} \right)}, \quad (56.9)$$

где  $U_z$  — напряжение возникновения короны,  $r_k$  и  $r_a$  — радиусы катода и анода,  $l$  — длина электродов и  $U$  — напряжение на счетчике. Если во время импульса напряжение меняется незначительно (постоянное напряжение, наложенное на счетчик, велико по сравнению с  $U_{\text{имп}}$ ), то  $b_i$  можно считать постоянным и, обозначая

$$\frac{2b_i U_z}{r_k^2 \ln \frac{r_k}{r_a}} = \frac{1}{R_{\text{внт}}}, \quad (56.10)$$

можно привести формулу (56.10) к виду

$$J = \frac{U - U_z}{R_{\text{внт}}}. \quad (56.11)$$

Из (56.11) следует, что вольт-амперная характеристика счетчика после зажигания короны прямолинейна. На рис. 504 изображена характеристика счетчика, измеренная экспериментально.

Опыт показывает, что вблизи напряжения зажигания  $U_z$  корона не является стабильной и легко гаснет. Область нестабильности

отмечена на рис. 504 пунктиром;  $U_0$  и  $I_0$  — напряжение и ток в начале стабильного участка — величины, характерные для данного счетчика, хотя они в связи с случайными причинами, неизбежными при зажигании разряда, подвержены значительным колебаниям.

Пусть внешнее напряжение  $U_6 < U_r$  (см. рис. 499). Тогда в отсутствие внешней ионизации разряда в счетчике нет и напряжение на его электродах  $U_{\text{нач}} = U_6$ . При появлении в рабочем объеме счетчика ионизирующей частицы в нем вспыхивает разряд и ток разряда создает на сопротивлении  $R$  ( $R$  обычно гораздо больше  $R_{\text{внт}}$ ) падение напряжения. Напряжение на счетчике во время разряда будет

$$U = U_6 - IR. \quad (56.12)$$

По мере возрастания  $I$  напряжение  $U$  падает, и если оно упадет до значения, меньшего или хотя бы равного  $U_0$ , которому соответствует ток  $I_0$  (рис. 504), то разряд попадет в нестабильную часть характеристики и может оборваться. Если в конце разряда  $U = U_0$  и  $I = I_0$ , то в начале разряда

$$(U_6)_{\text{max}} = (U_{\text{нач}})_{\text{max}} = U_0 + I_0 R, \quad (56.13)$$

где  $(U_6)_{\text{max}} = (U_{\text{нач}})_{\text{max}}$  — наибольшее значение внешнего напряжения, при котором еще можно рассчитывать, что возникший разряд оборвется. Это, очевидно, верхняя граница области счета.

Характер изменения  $U$  при  $U_{\text{нач}} < (U_6)_{\text{max}}$  представлен на рис. 505, а. При  $U_6 = U_{\text{нач}} > (U_6)_{\text{max}}$  режим нестабильной короны не достигается, разряд, вызванный частицей, не гаснет и счетчик не возвращается в рабочее состояние (рис. 505, б).

Нижний предел области счета  $(U_6)_{\text{min}}$  совпадает с граничным напряжением нестабильной короны  $U_0 = (U_6)_{\text{min}}$ , так как при  $U < U_0$  вызванная появлением частицы вспышка короны может не развиться и затухнуть. Ширина области счета равна, таким образом,  $I_0 R$ .

Случайные причины порождают, как уже было отмечено, некоторое непостоянство  $I_0$  и  $U_0$  и самопроизвольные разряды при больших напряжениях. Поэтому рабочий участок счетной характеристики — плато счетчика  $U_f - U_g$  — несколько уже ширины области счета  $(U_6)_{\text{max}} - (U_6)_{\text{min}}$ .

Коронная теория счетчика Гейгера показывает, что для получения широкой области счета нужно включить во внешнюю цепь достаточно большое сопротивление. Опыт вполне подтверждает этот вывод теории; оказывается, что  $R$  должно быть порядка  $10^9$  ом и даже

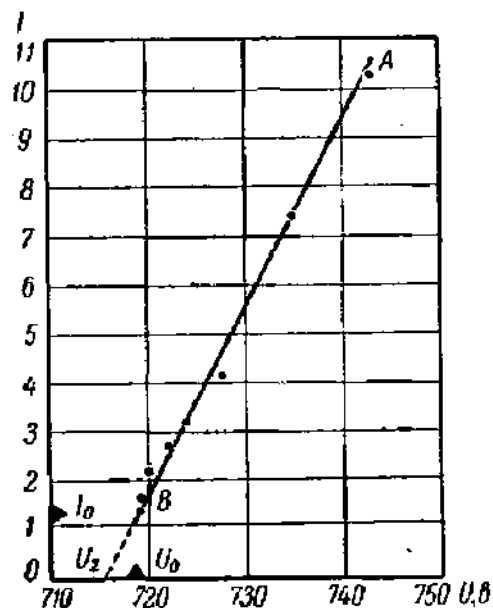


Рис. 504. Вольт-амперная характеристика счетчика в области коронного разряда.

больше. Но тогда постоянная времени счетчика будет порядка  $10^{-2}$  сек или больше и время восстановления будет велико. Такой счетчик годится только для медленного счета.

**б. Обрыв разряда в счетчиках Гейгера. Несамогасящиеся счетчики.** Изучение свойств счетчиков показало, что описанный выше механизм обрыва разряда далеко не всегда имеет место. В современных счетчиках часто обрыв разряда происходит уже после первой ионно-электронной лавины, т. е. раньше, чем корона достигнет полного развития. Рассмотрим подробнее механизм обрыва разряда в счетчике.

Первичные электроны, созданные проникшей в счетчик частицей, продвигаются к аноду и возбуждают молекулы газа, излучение которых вызывает фотоэлектронную эмиссию с катода. Фотоэлектроны в области сильного поля вблизи анода создают первую лавину. Электроны первой лавины быстро попадают на анод, а ионы образуют вокруг анода «оболочку», относительно медленно расширяющуюся под действием поля. По мере продвижения ионов электроны, осевшие из разряда на анод, стекают на емкость  $C$  (рис. 498), и в момент достижения ионами катода заряд первой лавины оказывается распределенным между емкостью  $C$  и емкостью электродов (по отношению к этому внесленному в систему заряду обе емкости соединены параллельно) при условии, что  $R$  очень велико и  $C$  практически не успевает разрядиться.

Напряжение на счетчике в этот момент, очевидно, несколько ниже напряжения в момент начала разряда. Поэтому электроны, выбитые из катода ионами первой лавины, движутся в ослабленном поле, и вторая лавина развивается в менее благоприятных условиях, чем первая. Это верно и по отношению ко всем последующим лавинам, и, следовательно, после нескольких лавин напряжение на электродах упадет настолько, что разряд оборвется. Импульс напряжения на сопротивлении  $R$  при таком механизме разряда называют многоступенчатым. Возможно, однако, что уже после первой лавины напряжение упадет настолько, что вторая лавина не образуется. В этом случае импульс называют

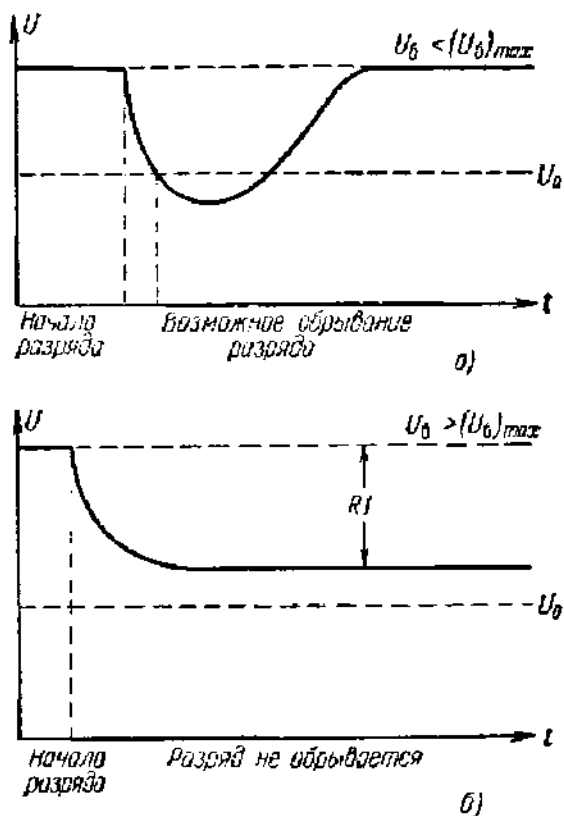


Рис. 505. Действие импульса на счетчик.

а — импульс при  $U_0 < (U_0)_{max}$ , переводящий счетчик в режим нестабильной короны; б — импульс при  $U_0 > (U_0)_{max}$  — разряд не гаснет.

перенапряженным. Экспериментальное исследование показало, что в счетчиках, наполненных одноатомными и двухатомными газами, можно наблюдать оба типа импульсов. Продолжительность импульса в этих счетчиках зависит от параметров рабочей схемы (соотношение между емкостями, величина  $R$ ), в связи с чем они называются несамогасящимися. О процессах в несамогасящихся счетчиках см. [Л.7.10, §§ 44—61].

Сопротивление  $R$  «запирает» заряды, попадающие на электроды и емкость  $C$  в процессе образования импульса, и оно должно быть достаточно велико для того, чтобы имел место описанный выше процесс. Но тогда заключительная стадия импульса — разряд через сопротивление  $R$  — протекает медленно и мертвое время счетчика велико, а эффективность мала, что нежелательно.

Поэтому были разработаны электронно-ламповые «гасящие» схемы, которые обрывают разряд в начальной его стадии и ценой усложнения схемы счетчика обеспечивают быстрое восстановление его рабочего состояния [Л.7.10; Л.7.11]. Гасящие схемы применяют с несамогасящимися счетчиками, наполненными такими газами, как неон или аргон.

**7. Самогасящиеся счетчики.** Было замечено, что в счетчиках, наполненных многоатомными газами или смесями с большой долей многоатомных газов, можно получить обрывание разряда и при небольшом внешнем сопротивлении. Такие счетчики называются самогасящимися\*). Обычное наполнение самогасящихся счетчиков — аргон с добавкой 10% паров спирта при давлении смеси около 100 мм рт. ст. или изопентана. Рассмотрим роль, которую играют многоатомные газы. Они, во-первых, сильно поглощают ультрафиолетовое излучение, возбуждаемое в газе при ударах электронов. Опыт показал, что практически полное поглощение ультрафиолетового излучения достигается на расстояниях 1—2 мм. (Эти цифры относятся к смеси из Ag при 80 мм рт. ст. и паров спирта при 15 мм рт. ст.) Отсюда следует, что из  $\gamma$ -процессов на катоде исключается фотоэлектронная эмиссия.

Правда, поглощение ультрафиолетового излучения замедляет распространение разряда вдоль анода, так как теперь разряд передается от слоя к слою вместо того, чтобы сразу охватывать весь счетчик: ионная оболочка распространяется вдоль нити с определенной скоростью, равной по экспериментальным данным примерно  $10^6$  см/сек. Распространение разряда вдоль счетчика продолжается, таким образом, несколько микросекунд, в то время как в счетчике, наполненном негасящим газом, разряд охватывает счетчик в течение  $10^{-7}$ — $10^{-8}$  сек. Замедление в развитии разряда невыгодно, однако невыгода с избытком перекрывается преимуществами от возможности работать с небольшим внешним сопротивлением.

Второй из  $\gamma$ -процессов на катоде счетчика — потенциальное вырывание электронов ионами (§ 24). Рассмотрим его действие на

\*) Часто применяют также названия «самогасящиеся» и «несамогасящиеся».

примерах счетчиков, наполненных чистым метаном ( $\text{CH}_4$ ), чистым аргоном и аргоном в смеси с парами спирта. Для Ag ионизационный потенциал  $U_i = 15,7$  в, значит, для всех металлов  $U_i > 2\varphi_k$  ( $e\varphi_k = \varphi_k$  — работе выхода) и потенциальное вырывание электронов имеет место. В случае метана после нейтрализации иона (т. е. после вырывания первого электрона из металла) получается возбужденная молекула метана с энергией возбуждения, равной 14,5 эв. Через время порядка  $1 \cdot 10^{-12}$  сек она подойдет к металлу, откуда может вырвать еще два электрона. Однако возбужденные молекулы метана неустойчивы. Они самопроизвольно диссоциируют со средним временем жизни в возбужденном состоянии порядка  $10^{-13}$  сек. Значит, только незначительная часть молекул дойдет до катода в возбужденном состоянии и еще меньшая часть успеет вернуться в нормальное состояние с испусканием фотона. Поэтому вторичная эмиссия из счетчика с метаном катода будет ничтожна.

В смеси аргона с парами спирта ионы аргона будут испытывать многочисленные соударения с молекулами спирта. Потенциал ионизации молекул спирта равен 11,3 в, т. е. он на 4,4 в ниже потенциала ионизации аргона. Поэтому при соударении ион аргона отбирает электрон у молекулы спирта, в результате чего он превращается в нейтральный возбужденный атом и через некоторое время испускает фотон. Но фотоны, излученные атомами аргона, поглощаются парами спирта и не доходят до катода, а ионы спирта диссоциируют после нейтрализации у катода аналогично ионам метана.

Присутствие в счетчике многоатомных газов приводит, таким образом, к полному прекращению  $\gamma$ -процессов на катоде. Разряд обрывается после первой лавины, каково бы ни было сопротивление во внешней цепи. Практически оно может быть настолько малым, что время восстановления оказывается на два порядка ниже, чем у несамогасящихся счетчиков, работающих без гасящей схемы, и составляет  $2 \cdot 10^{-4}$  —  $5 \cdot 10^{-4}$  сек. Самогасящиеся счетчики дают возможность при работе в простой схеме иметь небольшое время восстановления рабочего состояния счетчика. Поэтому в настоящее время самогасящиеся счетчики почти вытеснили счетчики, наполненные простыми газами. Принимая во внимание, что функции, выполняемые многоатомными газами в самогасящихся счетчиках (поглощение ультрафиолетового излучения, нейтрализация атомов аргона), зависят от плотности и числа соударений, можно думать, что должно существовать для счетчиков этого типа оптимальное давление. Действительно, наилучшие результаты, например, с аргонно-спиртовыми счетчиками получаются при давлении аргона около 90 мм рт. ст. и паров спирта около 10 мм рт. ст. Такой счетчик Гейгера ведет себя при некотором понижении напряжения как пропорциональный счетчик, а при еще большем — как ионизационный счетчик (камера).

Коронный разряд может возникнуть как при понижении давления, так и при давлении, близком к атмосферному. Значит, изменением



напряжения можно переводить из одного режима в другой и счетчики, наполненные газом при высоком давлении. Давление в разных типах счетчиков, таким образом, может меняться в широких пределах, и выбор его зависит от разных побочных соображений. В самогасящихся счетчиках, исходя из условий быстрого гашения разряда, выбирают пониженное давление, а желая, например, уменьшить длину свободного пробега частицы, останавливаются на давлении в несколько атмосфер.

В самогасящемся счетчике концентрация многоатомных молекул вследствие диссоциации у катода непрерывно убывает. Опыт показывает, что аргонно-спиртовой счетчик выдерживает  $10^9$ — $10^{10}$  импульсов, после чего концентрация спирта в нем оказывается недостаточной для нормальной работы. Этим ограничивается срок службы самогасящихся счетчиков, содержащих многоатомные молекулы.

Большой срок службы имеют галогенные самогасящиеся счетчики, наполненные Ne или Ar с примесью одного из галоидов ( $Cl_2$ ,  $Br_2$ ,  $I_2$ ). Их преимуществом является также более низкое рабочее напряжение. Отечественная промышленность, наряду со счетчиками, содержащими примеси многоатомных газов, изготавливает галогенные счетчики различных типов. Сводку параметров счетчиков отечественного производства см. [Л.7.27].

Для экспериментального исследования влияния одного импульса на следующий за ним через небольшой промежуток времени другой импульс была разработана специальная осциллографическая схема. В этой схеме часть тока в начальной стадии импульса используется для включения временной развертки, поданной на горизонтальные пластины осциллографа, в то время как на вертикальные пластины подается напряжение импульса. На включение развертки схемы требовалось всего около  $10^{-6}$  сек, так что от наблюдения ускользала только ничтожная часть импульса в самом его начале. Схема регулировалась таким образом, что после времени, достаточного для окончания импульса, пятно возвращалось на прежнее место и новый импульс включал развертку в прежнем порядке. Осциллограммы отдельных импульсов, отделенных друг от друга временем, большим времени восстановления, налагались, и это позволило без труда их фотографировать.

При большой частоте импульсов часть частиц проходит через счетчик в течение мертвого времени и совсем не вызывает импульсов, другая часть проходит после окончания мертвого времени, но еще до окончания времени восстановления. Осциллограммы, получающиеся для этого случая (рис. 506), показывают, что эти частицы создают импульсы уменьшенной амплитуды, приближающейся к нормальной величине по мере приближения к завершению восстановления. Процесс постепенного восстановления свойств счетчика можно себе представить в следующем виде: на нить счетчика подано положи-

тельное напряжение; пусть заряд на ней равен  $Q_0$ . Первая стадия импульса состоит в собирании на нити электронов лавины, в результате чего заряд нити уменьшается до величины  $Q_0 - Ne$ , где  $N$  — число электронов. Напряженность поля вблизи нити падает ниже той величины  $E_2$ , которая необходима для поддержания разряда, и ионизация прекращается. Во время следующей стадии импульса облако ионов удаляется от нити и электроны постепенно с нее стекают. Поле растет и при расстоянии ионов от оси, равном некоторой критической величине  $r_{кр}$ , достигает величины  $E_2$ . Это будет моментом окончания мертвого времени  $t_m$ . Импульсы нормальной величины получают только спустя время  $t_b$ , и на этой третьей стадии импульса, продолжающейся от момента  $t_m$  до момента  $t_b$ , появление новой частицы вызывает импульс уменьшенной величины. Поэтому, как уже было указано ранее, неизбежны просчеты, пропуски в регистрации частиц, причем обязательно будут пропущены частицы, прошедшие в мертвое время, а также и частицы, создавшие слишком слабые импульсы. Пропуски регистрации частиц, прошедших в мертвое время, а также частиц, прошедших через счетчик без единой ионизации, уменьшают эффективность счетчика.

Эффективность счетчика необходимо знать для абсолютных измерений интенсивности потока частиц или квантов. Она зависит от ряда обстоятельств: размеров счетчика, рода и давления газа, свойств стенок, если излучение выбивает из них ионизирующие частицы, и т. д. Для счетчиков разных типов и разного назначения эффективность очень неодинакова. Для аргонно-спиртовых счетчиков электронов и заряженных ядерных частиц она может быть близкой к 100%, для боросодержащих счетчиков быстрых нейтронов она колеблется от 10% до десятых процента; для счетчиков быстрых нейтронов эффективность очень мала — порядка  $10^{-3}\%$ . Эффективность счетчиков  $\gamma$ - и рентгеновского излучения также выражается небольшим дробным числом.

### § 57. Высокочастотные разряды. Разрядники антенных переключателей

Первым видом высокочастотного разряда, получившим значение в научных исследованиях и в технике и послужившим поэтому объектом многочисленных исследований, была высокочастотная искра. Искровой метод возбуждения высокочастотных колебаний долгое

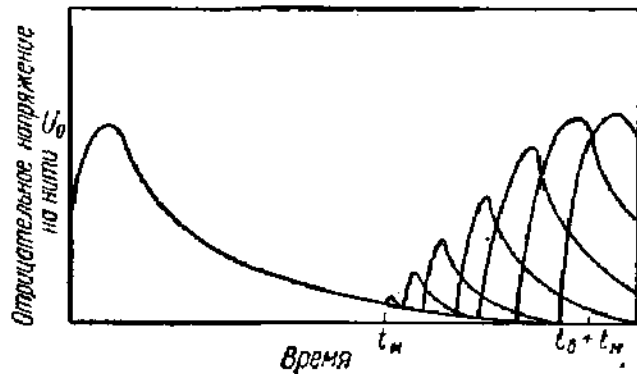


Рис. 506. Вид осциллограммы быстро следующих один за другим импульсов в счетчике Гейгера.

время был единственным, и в классических работах Г. Герца, П. Н. Лебедева и А. С. Попова были применены искровые генераторы. Феддерсен, рассматривая искру в колебательном контуре во вращающемся зеркале, нашел, что ее свечение носит прерывистый характер с периодом, соответствующим периоду колебаний, и тем самым доказал существование в ней высокочастотного тока. В дальнейшем, в период искровой радиотелеграфии, высокочастотный искровой разряд изучали главным образом с точки зрения возможности получения наибольшей колебательной мощности, т. е. интересовались напряжением пробоя (искровым разрядным потенциалом на высокой частоте), получением наибольшего числа искр в секунду, предупреждением перехода искры в низковольтный непрерывный разряд — дугу и влиянием искры на затухание в контуре. В этот период радиотехники были разработаны специальные искровые разрядники для мощных радиостанций (Вин, Маркони) и исследованы законы затухания искровых генераторов (Д. А. Рожанский). В известном смысле завершением этого периода изучения высокочастотной искры можно считать разработку А. А. Глаголевой-Аркадьевой «массового излучателя» кратчайших электромагнитных волн. Следует отметить, что некоторый интерес к «массовому излучателю» сохраняется до настоящего времени в связи с работами по освоению в технике сверхвысоких частот диапазона субмиллиметровых волн.

В настоящее время работы периода искровой радиотехники имеют главным образом исторический интерес. Точно так же в основном исторический интерес имеют исследования высокочастотной дуги применительно к получению незатухающих колебаний на основе падающей характеристики (см. § 30). Новый этап в изучении высокочастотных разрядов связан с развитием радиотехники и, в особенности, радиолокации. Особый интерес представляют разряды низкого давления, используемые в высокочастотных разрядниках.

**1. Прохождение тока высокой частоты через ионизированный газ.** Рассмотрим газ, находящийся между пластинами конденсатора, на который подано напряжение высокой частоты. Пусть ионизация газа поддерживается не за счет действия высокочастотного поля (такое состояние возможно при больших амплитудах), а за счет внешнего ионизатора или разряда на постоянном токе, происходящего в том же объеме газа.

При исследовании движения электронов при наличии поля высокой частоты  $E = E_0 \sin(\omega t)$  нужно учесть столкновения их с молекулами. Наиболее простой, хотя и очень грубый метод учета столкновений состоит во введении в уравнение движения электрона силы трения, отражающей процесс потери электронами энергии при столкновениях. Уравнение движения примет вид

$$m\ddot{x} + g\dot{x} = E_0 \sin(\omega t). \quad (57.1)$$

Коэффициент трения  $g$  можно связать с подвижностью электронов  $b_e$  и через него с числом столкновений. По определению подвижности (гл. 3) в установившемся состоянии скорость электронов равна

$$\bar{u}_e = \dot{x} = b_e E.$$

С другой стороны, если на электрон действует сила трения  $g\dot{x}$ , то после установления движения с постоянной скоростью сила трения равна электрической силе:

$$g\dot{x} = eE, \quad \dot{x} = \frac{eE}{g}.$$

Сравнивая два выражения для  $\dot{x}$ , получаем:

$$g = \frac{e}{b_e}. \quad (57.2)$$

Формула (57.2) показывает, что коэффициент трения  $g$ , как этого и следовало ожидать, пропорционален числу столкновений в единицу времени, так как подвижность  $b_e$  (см. § 25, формулы (25.3) и (25.10)) пропорциональна среднему свободному пробегу электрона  $\bar{\lambda}_e$  и, значит, обратно пропорциональна числу столкновений.

Пусть при  $t=0$  электрон имеет по направлению  $x$  скорость  $v_0$ . Интегрирование уравнения (57.1) при этих условиях дает

$$\dot{x} = \frac{eE_0}{m \left( \omega^2 + \frac{g^2}{m^2} \right)} \left[ \frac{g}{m} \sin(\omega t) - \omega \cos(\omega t) \right] + e^{-\frac{g}{m}t} \left[ v_0 + \frac{eE_0\omega}{m \left( \omega^2 + \frac{g^2}{m^2} \right)} \right]. \quad (57.3)$$

Второй член в формуле (57.3) экспоненциально убывает, и для установившегося движения

$$\dot{x} = \frac{eE_0}{m \left( \omega^2 + \frac{g^2}{m^2} \right)} \left[ \frac{g}{m} \sin(\omega t) - \omega \cos(\omega t) \right] = E \frac{eg}{g^2 + m^2\omega^2} - \dot{E} \frac{em}{g^2 + m^2\omega^2}. \quad (57.4)$$

При вычислении конвекционного тока его ионную слагающую можно не учитывать, так как скорости ионов относительно малы. Для плотности конвекционного тока можно написать:

$$j_{\text{конв}} \approx j_{\text{э}} = ne\dot{x} = E \frac{ne^2g}{g^2 + m^2\omega^2} - \dot{E} \frac{ne^2m}{g^2 + m^2\omega^2}. \quad (57.5)$$

Полный ток в конденсаторе складывается из конвекционного тока электронов и тока смещения, плотность которого  $j_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{4\pi} \dot{E}$ .

Следовательно,

$$j = j_{\text{эл}} + j_{\text{см}} = E \frac{ne^2g}{g^2 + m^2\omega^2} + \dot{E} \frac{1}{4\pi} \left( 1 - \frac{4\pi ne^2m}{g^2 + m^2\omega^2} \right). \quad (57.6)$$

Формула (57.6) показывает, что ток высокой частоты в конденсаторе, заполненном ионизированным газом, состоит из активной слагающей, находящейся в фазе с напряжением, и из реактивной слагающей, сдвинутой на  $\pi/2$  относительно напряжения. При  $\omega = 0$  активная составляющая имеет максимум, а реактивная составляющая, пропорциональная  $\omega$ , отсутствует. При увеличении частоты активная составляющая по сравнению с реактивной, преобладающей на высоких частотах, делается малой. Сравнивая формулу (57.6) с уравнением полного тока, известным из теории поля:

$$j = \sigma E + \frac{\epsilon}{4\pi} \dot{E}, \quad (57.7)$$

можно для проводимости  $\sigma$  и эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  получить выражения:

$$\sigma = \frac{ne^2g}{g^2 + m^2\omega^2}, \quad (57.8)$$

$$\epsilon = 1 - \frac{4\pi ne^2m}{g^2 + m^2\omega^2}. \quad (57.9)$$

Формула (57.9) показывает, что величина емкости при заполнении пространства между пластинами ионизированным газом, в частности плазмой, изменяется, и если эта емкость входит в колебательный контур, то меняется собственная частота контура. Кроме того, введение ионизированного газа приводит и к некоторому поглощению энергии, на что указывает активная компонента высокочастотного тока. Существенно, что проводимость ионизированного газа пропорциональна концентрации электронов. Если газ заполняет полый резонатор, то изменяются добротность и собственная частота резонатора. Это обстоятельство можно использовать для экспериментального определения концентрации электронов  $n_e$ . Практически такое определение может оказаться более удобным, чем измерение с помощью зонда, требующее введения в разряд особого электрода. Концентрацию электронов и число их столкновений с молекулами можно определить, исследуя распространение электромагнитных волн в волноводе, заполненном ионизированным газом [Л.7.18; Л.7.23].

**2. Самостоятельный высокочастотный разряд.** При увеличении амплитуды высокочастотного напряжения  $E_0$  изложенная выше теория делается неправильной. Это видно уже из того, что при больших напряжениях  $b_e$ , а значит и  $g$  начинает зависеть от  $E$  (§ 25). При достаточно большом напряжении электроны, находящиеся в колебательном движении, начинают ионизировать при соударениях молекулы газа; появившиеся при этом вторичные электроны вовлекаются в колебательное движение и в свою очередь ионизируют молекулы, кон-

центрация электронов и ионов быстро возрастает и наступает состояние пробоя — переход к самостоятельному разряду.

Высокочастотный разряд в газе низкого давления можно получить, помещая баллон с газом между электродами, на которые подано напряжение от высокочастотного генератора, или внося его внутрь катушки, обтекаемой током высокой частоты. В первом случае электроды могут находиться как внутри, так и снаружи баллона, необходимо только, чтобы в газе существовало электрическое ВЧ поле. Во втором случае возникает безэлектродный кольцевой разряд, в котором электроны и ионы ускоряются вихревым электрическим полем, связанным с магнитным полем катушки. На движение электронов оказывает влияние магнитное поле, вследствие чего разряд принимает форму кольца. В дальнейшем мы не будем заниматься особенностями безэлектродного разряда [Л.З, гл. 21]\*).

Из того факта, что электроды могут находиться вне баллона, в котором происходит разряд, следует, что процессы на электродах, в частности на катоде, не имеют значения в механизме разряда. Этому выводу вполне соответствует и внешний вид высокочастотного разряда. В нем нет отдельных различной яркости областей, составляющих непреходящую особенность разрядов на постоянном токе. Весь объем высокочастотного разряда представляет собой однородную светящуюся область, заполненную плазмой и напоминающую положительный столб разряда на постоянном токе. Механизм разряда можно себе представить в следующем виде: имеющиеся в газе электроны приходят в колебательное движение в электрическом поле электродов. При достаточной напряженности поля скорости электронов в отдельные моменты таковы, что начинается ионизация молекул газа, которая может быстро нарастать, так как вторичные электроны, образовавшиеся при столкновениях, в свою очередь принимают участие в ионизации. В стационарном состоянии устанавливается равновесие между электронами и ионами, появившимися при ионизирующих соударениях и исчезнувшими из разрядного объема вследствие двупольярной диффузии и при известных обстоятельствах также вследствие рекомбинации. По опытным данным плотность тока в высокочастотном разряде, сохраняющем сходство с положительным столбом тлеющего разряда, может достигать десятков ампер на квадратный сантиметр, и концентрация электронов —  $10^{18}$  1/см<sup>3</sup>.

Перед теорией высокочастотных разрядов стоят прежде всего те же задачи, что и перед теорией разряда на постоянном токе: найти условия пробоя, т. е. условия, при которых в объеме разряда возникает ионно-электронная плазма, и для установившегося режима найти свойства плазмы — концентрацию ионов и электронов, распре-

---

\*) Свойств так называемого факельного разряда и других высокочастотных разрядов в атмосфере, как, например, разрядов Тесла, не применяемых в электровакуумных приборах, мы также касаться не будем [Л.З, гл. 21].

деление скоростей и электронную температуру и т. д. Задачи эти пока не получили полного решения. Ниже дана упрощенная теория зажигания разряда на высокой частоте.

Допустим, что в момент своего появления в электрическом поле частоты  $\omega$  электроны не имеют скорости по направлению поля, т. е. если этот момент принят за начало счета времени, то при  $t=0$ ,  $\dot{x}=0$  и  $E=E_0 \sin \omega t = E_0 \sin \varphi$ , где  $\varphi = \omega t$  — начальная фаза поля. Уравнение движения электрона, если газ настолько разрежен, что столкновениями можно пренебречь, имеет вид

$$m\ddot{x} = eE_0 \sin [\omega(t + \tau)], \quad (57.10)$$

откуда

$$\dot{x} = -\frac{eE_0}{\omega m} \cos [\omega(t + \tau)] + C_1, \quad (57.11)$$

$$x = -\frac{eE_0}{\omega^2 m} \sin [\omega(t + \tau)] + C_1 t + C_2. \quad (57.12)$$

Очевидно, можно выбрать начало координат так, что  $C_2 = 0$ . Тогда, используя условие  $(\dot{x})_{t=0} = 0$ , получим:

$$C_1 = \frac{eE_0}{\omega m} \cos(\omega\tau). \quad (57.13)$$

Уравнения (57.11) — (57.13) определяют движение свободных электронов. При  $\omega\tau = \frac{1}{2}\pi, \frac{3}{2}\pi, \dots$  оно чисто колебательное, а при всех остальных значениях  $\omega\tau$  на колебания налагается поступательное движение со скоростью  $\frac{eE_0}{\omega m} \cos(\omega\tau)$ . Очевидно, что при достаточно большом  $E_0$  электроны могут иметь энергию, достаточную для ионизации молекул газа. Вторичные электроны в свою очередь принимают участие в ионизации, и в итоге образуется плазма с высокой концентрацией электронов, т. е. наступает пробой. Наименьшее значение  $E_0 = E_p$ , при котором это может произойти, мы назовем пробойной напряженностью поля.

В теории зажигания высокочастотного разряда, разработанной Хейлом, принимается, что пробой происходит тогда, когда в разряде появляются электроны, приобретающие энергию  $eU_p$ , достаточную для ионизации на протяжении одного свободного пробега  $\bar{\lambda}_p$ .

Примем сначала, что все свободные пробеги электронов одинаковы и равны среднему пробегу  $\bar{\lambda}_p$ . Если  $E_0$  мало, то ионизации при столкновениях почти не будет, так как за один пробег электрон набирает энергии слишком мало, а при столкновениях часть энергии теряется и электрон меняет направления скорости, так что в дальнейшем накопление энергии происходит в неблагоприятных условиях. При увеличении  $E_0$  будет достигнуто такое его значение  $E_0 = E_p$ , при котором путь, пройденный за один полупериод электронами, начавшими свое движение в момент прохождения напряженности поля через нуль

и движущимися по направлению поля, т. е. электронами, для которых  $\tau = 0$  (или  $\tau = \pi/\omega$ ), будет равен  $\bar{\lambda}_e$ . Эти электроны ускоряются полем на всем пути  $\bar{\lambda}_e$ , в то время как все другие на некоторой части своего пробега будут тормозиться полем. Значит, для всех других электронов для накопления на пути  $\bar{\lambda}_e$  энергии  $eU_i$  потребуется более сильное поле, и при рассмотрении вопроса о наименьшем напряжении пробоя можно принимать во внимание только электроны, начавшие свое движение в момент прохождения поля через нуль. Если даже эти электроны на пути  $\bar{\lambda}_e$  не наберут энергию  $eU_i$ , то пробоя не будет. Но если приобретенная энергия будет равна  $eU_i$  и ионизация в конце пробега произойдет, то вторичный электрон начнет свое движение тоже в момент прохождения поля через нуль и, пройдя путь  $\bar{\lambda}_e$ , тоже произведет ионизацию. Количество ионизаций будет нарастать лавинообразно, и есть основание ожидать пробоя. Конечно, при  $E_0 > E_z$  пробой и подавно наступит.

В действительности пробеги электронов неодинаковы и при  $E_0 < E_z$  на длинных пробегах электроны накапливают энергию, достаточную для ионизации, так что всегда есть некоторое количество ионизирующих соударений. Но число их при  $\bar{\lambda}_e E_0 \ll eU_i$  будет мало и только при приближении  $(\bar{\lambda}_e E_0)$  к  $(\bar{\lambda}_e E_z) = eU_i$  количество ионизирующих соударений резко возрастет. Этим оправдывается применение критерия пробоя, принятого в теории Хейла.

Итак, для нахождения минимальной пробойной напряженности поля  $E_z$  нужно в уравнениях (57.11) — (57.13) положить

$$\tau = 0, \quad C_2 = 0, \quad x = \bar{\lambda}_e, \quad \dot{x} = \left(2 \frac{eU_i}{m}\right)^{1/2}.$$

Это дает

$$2 \left(\frac{eU_i}{m}\right)^{1/2} = \frac{eE_z}{\omega m} [1 - \cos(\omega t)], \quad (57.14)$$

$$(\bar{\lambda}_e) = \frac{eE_z}{\omega m} \left(t - \frac{1}{\omega} \sin \omega t\right). \quad (57.15)$$

За  $\bar{\lambda}_e$  в теории Хейла принимается газокинетическое значение среднего пробега, обратно пропорциональное давлению  $p$ . Выражая  $\bar{\lambda}_e$  через  $p$  и исключая время  $t$  из уравнений (57.14) и (57.15), можно получить уравнение, связывающее  $E_z$ ,  $\omega$  и  $p$ . Результаты расчетов для аргона в виде графиков зависимости  $E_z$  от  $p$  при различных  $\omega$  и зависимости  $E_z$  от  $\omega$  при разных  $p$  приведены на рис. 507. Кривые имеют характерный минимум, смещающийся при переходе от одной кривой к другой таким образом, что большим давлениям при  $E_z = (E_z)_{\min}$  соответствуют большие частоты. Теория Хейла при низких давлениях, к которым она только и относится, качественно подтверждается на опыте.



Вводя коэффициент трения электронов, как показал В. М. Фридкин\*), можно уточнить теорию высокочастотного пробоя, данную

Хейлом, и расширить область ее применимости в сторону высоких давлений.

О теории высокочастотного пробоя, относящейся к давлениям, при которых применимы уравнения диффузии, см. [Л.3.1, гл. XXI; Л.А.5, гл. XIII; Л.7.23].

**3. Разрядники антенных переключателей.** Высокочастотный разряд при пониженных давлениях применяется в разрядниках антенных переключателей, применяемых в радиолокаторах.

Антенный переключатель (а. п.) состоит из системы проводников, пригодных для диапазона СВЧ (сочленения отрезков волноводов или коаксиальных линий), в которую включаются разрядники. На практике применяются разнообразные системы а. п., и мы не будем пытаться делать обзор существующих конструкций а. п. и способов включения разрядников. (См. по этому вопросу специальные руководства [Л.7.8], а также обзорную статью И. В. Лебедева [Л.7.16].)

Для выяснения требований, которые должны предъявляться к разрядникам, достаточно рассмотреть один пример.

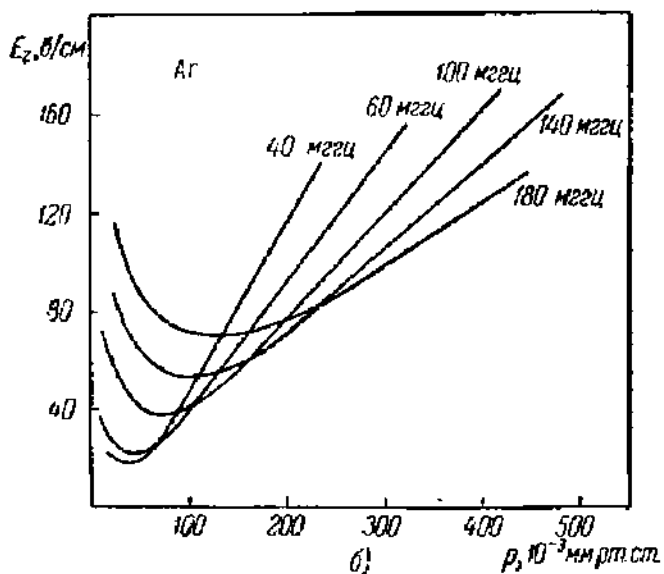
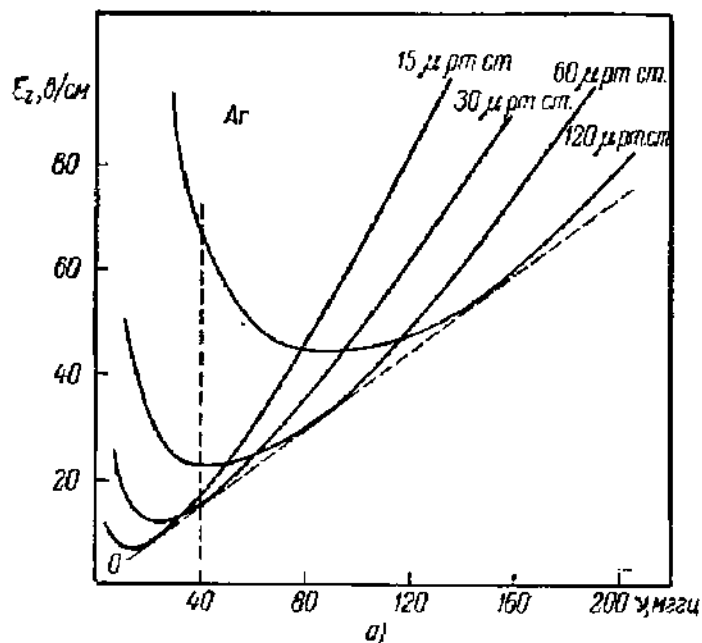


Рис. 507. Амплитуда пробойной напряженности высокочастотного поля.

а — в зависимости от частоты при постоянном давлении; б — в зависимости от давления при постоянной частоте.

Как известно, в радиолокаторах (работающих большей частью в сантиметровом диапазоне) для излучения зондирующих импульсов и

\*) Вестник Моск. госуд. университета, № 8, 1953,

приема импульсов, отраженных от цели, обычно служит одна и та же антенна. На рис. 508 изображена блок-схема, показывающая один из возможных вариантов работы передатчика и приемника радиолокатора на одну антенну. Не говоря пока конкретно об устройстве переключателей  $P_1$  и  $P_2$ , предположим, что имеется возможность в

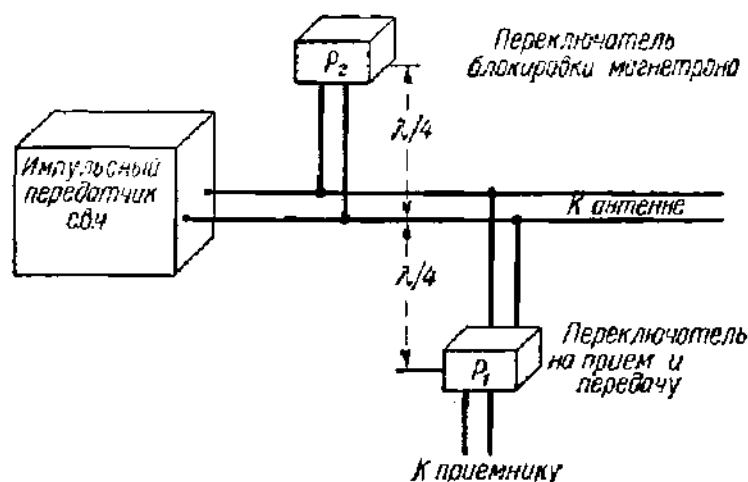


Рис. 508. Блок-схема передатчика и приемника на общую антенну.

любой момент мгновенно замыкать и размыкать каждый из них. Как видно из рисунка,  $P_1$  и  $P_2$  находятся на расстоянии  $\lambda/4$  от фидерной линии (которую пока будем представлять себе в виде двухпроводной линии). Пусть в момент появления в линии импульса передатчика оба переключателя  $P_1$  и  $P_2$  мгновенно замыкаются. Как известно из теории линий передачи, четвертьволновое короткозамкнутое на конце ответвление имеет бесконечно большое входное сопротивление и не оказывает, следовательно, никакого влияния на прохождение волн. Поскольку переключатель  $P_1$  замкнут, то импульс проходит к антенне, совершенно не действуя на приемник. Это существенно, так как на входе приемника стоит кристаллический детектор, разрушающийся при попадании на него уже сравнительно небольшой мощности. После прохождения импульса передатчика переключатели  $P_1$  и  $P_2$  размыкаются во всяком случае не позже момента прихода импульса, отраженного от цели. При расстоянии 10 км до цели это даст для интервала времени между замыканием и размыканием переключателей около 66 мксек.

При разомкнутом переключателе  $P_2$  входное сопротивление четвертьволнового ответвления, оканчивающегося переключателем  $P_2$  (как следует из теории линий), равно нулю и передатчик (большой частью магнетронный) оказывается заблокированным для отраженного импульса. Поэтому  $P_2$  называют переключателем блокировки передатчика (п.б.п.). В то же время разомкнутый переключатель  $P_1$  свободно пропускает отраженный импульс к приемнику (расстояние между точками под-

ключения четвертьволновых отрезков равно  $\lambda/4$ , и рабочий тракт передатчика не шунтирует тракт антенна — приемник);  $P_1$  называется переключателем защиты приемника (п.з.п.).

На практике передающие линии радиолокатора не двухпроводные, а коаксиальные или, чаще, волноводные. Вопросы конструирования ответвлений коаксиальных и волноводных линий рассматриваются в руководствах по технике сверхвысоких частот, и мы их касаться не будем. Отметим только, что длина обоих ответвлений, отмеченная на рис. 508 как  $\lambda/4$ , геометрически не будет равна четверти волны, так как сам переключатель имеет емкость и индуктивность. Описанная здесь система перехода с передачи на прием не является единственно возможной; в частности, возможна система, обходящаяся без п.б.п.

В радиолокационных устройствах быстрое замыкание и размыкание в ответвлениях линии производится зажиганием и гашением разряда в специальных разрядниках. Следовательно, в процессе работы разрядника высокочастотный разряд в нем то зажигается (работа на высоком уровне мощности), то гаснет (работа на низком уровне мощности).

На низком уровне параметры разрядника определяются его геометрическими данными и разрядник может быть настроен на определенную частоту. В этом состоянии его можно объединить с другими элементами высокочастотной системы (волноводами и другими линиями передачи), так что он либо запирает высокочастотный канал, либо открывает через него беспрепятственный проход. Расчет разрядника в состоянии низкого уровня представляет собой задачу электродинамики сверхвысоких частот, способы решения которой можно найти в специальной литературе [Л.7.8].

На высоком уровне появление ионизированного газа должно в сильной степени изменять параметры разрядника и электродинамические свойства того участка линии передачи, где он расположен так, чтобы пропускание сменялось запирающим и, наоборот, запирающее заменяло пропускание.

Требования к разрядникам можно сформулировать в следующем виде:

1) зажигание разряда должно происходить возможно быстрее (практически за время порядка  $10^{-8}$  сек), с тем чтобы за время формирования разряда на детектор приемника не успело попасть слишком много энергии;

2) после прохождения импульса передатчика разряд должен быстро (в течение нескольких микросекунд) прекратиться;

3) потери мощности в самих разрядниках должны быть малыми;

4) разрядники всех конструкций должны быть герметизированы, так как они наполняются газом при давлениях 10—30 мм рт. ст.;

5) для быстрой перестройки радиолокатора с одной частоты на другую желательно, чтобы переключатель имел широкую полосу пропускания.

Последнее требование диктуется тем, что в военной обстановке бывает нужно быстро менять рабочую частоту, чтобы уйти от помех, создаваемых противником. Перечисленные требования относятся как к п.з.п., так и к п.б.п., поэтому обе категории разрядников не очень отличаются друг от друга. Они могут отличаться по способу включения в высокочастотную систему антенного переключателя и в связи с этим могут иметь конструктивные различия. Однако одни и те же разрядники часто применяются в п.б.п. и п.з.п.

В радиолокационной технике применяется несколько типов разрядников антенных переключателей. Первая группа — узкополосные разрядники высокой добротности;

пример иностранной конструкции такого разрядника для трехсантиметрового диапазона представлен на рис. 509. Разряд возникает между коническими электродами 1, введенными внутрь герметически запаянного полого резонатора, служащего резервуаром для газа, в котором происходит разряд. Разрядники этой конструкции применяются в радиолокаторах с длинами волн 3 см и меньше. Для более длинных волн применяются разрядники с внешним контуром, который присоединяется к электродам через плоские дисковые впаи совершенно так же, как это делается для

клизотронов с внешним контуром. Собственную частоту разрядника в режиме низкого уровня мощности можно в известных пределах изменять с помощью механического устройства, показанного на рис. 509. Связь резонатора разрядника с волноводами или коаксиальными линиями осуществляется через окна или петли связи. Замыкание конических электродов через разряд сильно изменяет собственную частоту резонатора, причем происходит переход от режима запираения к режиму пропускания или (при другом включении разрядника) наоборот.

Потребности радиолокационной техники в широкополосных разрядниках удовлетворяются двумя типами приборов. На рис. 510, а дан фотоснимок широкополосного разрядника (типа 1-B-44), применяемого для блокировки передатчиков. Разрядник укрепляется на боковой стороне волновода, ведущего к передатчику. Существенную часть разрядника составляет резонансное окно, которое устанавливается

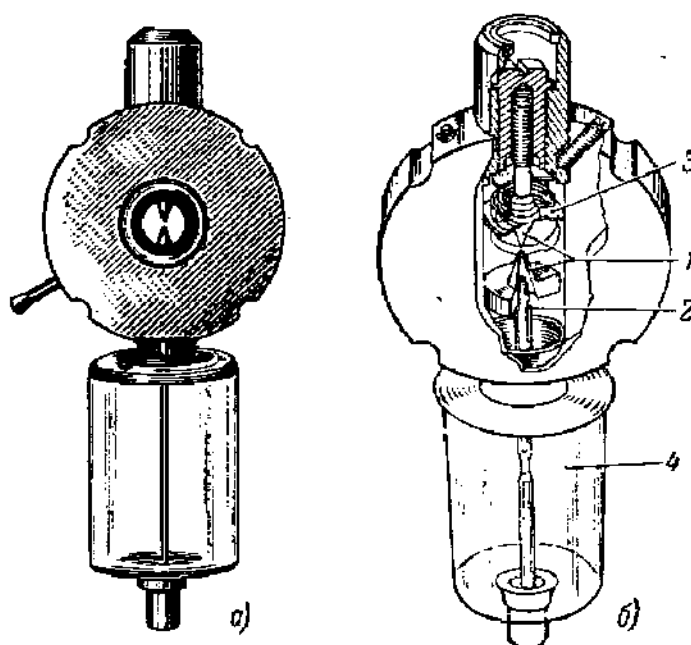


Рис. 509. Разрядник высокой добротности с герметизированным резонатором.

а — внешний вид; б — конструкция; 1 — электроды в. ч. разряда; 2 — поджигающий электрод; 3 — гибкая диафрагма; 4 — баллон с запасом газа.

в плоскости стенки волновода. В отсутствие разряда такая система блокирует передатчик от отраженного сигнала, а при передаче зондирующего импульса разряд перекрывает резонансное окно, закрытое для обеспечения герметичности плотно впаянной стеклянной пластинкой. Разряд замыкает щель в стенке волновода и открывает путь импульсу. Расчет и изготовление резонансного окна составляют наиболее важную задачу конструирования разрядников этого типа. Широкополосные разрядники с двумя резонансными окнами включают в п.з.п. последовательно с разрядниками высокой добротности для получения предварительного ослабления импульса.

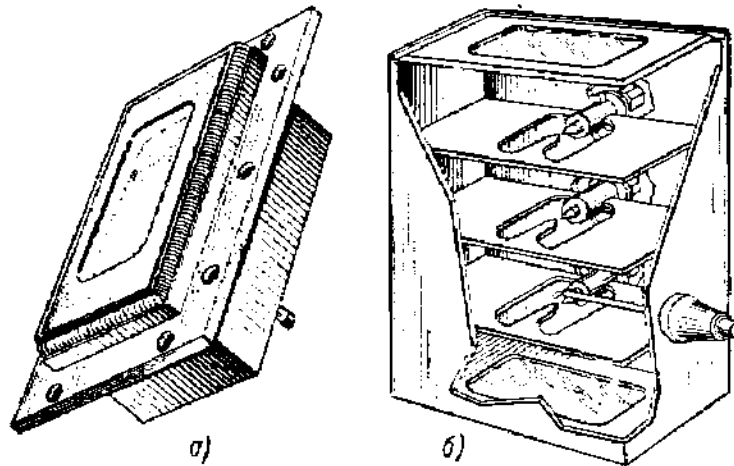


Рис. 510. Широкополосные разрядники [Л.7.8].

*а* — разрядник блокировки передатчика, укрепляемый на стенке волновода; *б* — разрядник из нескольких резонансных элементов.

На рис. 510, б изображен широкополосный разрядник, состоящий из ряда последовательных резонансных элементов (окон, разрядных электродов), разделенных промежутками длиной в четверть волны. В отсутствие разряда при надлежащем согласовании всех элементов разрядника он свободно пропускает волны, не отличаясь практически от отрезка волновода, и имеет широкую полосу пропускания вследствие наличия нескольких связанных между собой резонаторов. Импульс передатчика зажигает разряд, перекрывающий входное окно разрядника, а расположенные далее резонансные элементы сводят просачивающуюся мощность до требуемой величины. Разрядники этого типа могут заменять разрядники высокой добротности.

П.з.п. не дают полного запираения. Опыт показывает, что к входу приемника просачивается импульс, осциллограмма которого показана на рис. 511. Она начинается с острого «пика просачивающейся энергии», прошедшей через п.з.п., пока в нем еще не успел сформироваться разряд. Продолжительность пика около  $10^{-8}$  сек для широкополосных разрядников и около  $5 \cdot 10^{-9}$  сек для разрядников с большой добротностью. Осциллограмму пика поэтому удается получить только на осциллографе с очень большой скоростью записи. По

опытным данным хороший разрядник высокой добротности пропускает энергию пика порядка  $3 - 5 \cdot 10^{-2}$  эрга на один импульс, а разрядник низкой добротности около 0,1 эрга. Такая энергия не опасна для кристалла детектора, но допустимая граница находится не так далеко, и уже несколько десятых эрга, выделяющиеся за очень короткий промежуток времени, в течение которого тепло не успевает оттекать от точечного контакта, могут привести к его «выгоранию».

Плоская часть импульса возникает в связи с тем, что разряд не дает идеального короткого замыкания резонатора п.з.п. и на нем все время остается небольшое вы-

сокочастотное напряжение. Опыт показывает, что оно в широких пределах не зависит от тока разряда. Мощность, просачивающаяся к приемнику на протяжении плоской части импульса, измеряется милливаттами или десятками милливатт. Но это просачивание менее опасно, чем пик, так как тепло успевает отводиться от контакта.

Величина пика просачивающейся энергии зависит от ряда факторов: от расстояния между электродами, газового наполнения и особенно от вспомогательного разряда между поджигающим электродом 2 на рис. 509 и одним из главных электродов. Назначение вспомогательного разряда — поддерживать некоторую начальную плотность электронов между главными электродами. Имея это в виду, поджигающий электрод делают катодом, создавая тем самым движение электронов по направлению к области высокочастотного разряда. Вспомогательный разряд чаще всего имеет форму тлеющего разряда с небольшой силой тока. Следствием вспомогательного разряда является небольшая проводимость разрядного промежутка в отсутствие высокочастотного разряда. Это увеличивает потери при прохождении отраженного от цели импульса, но практически эти потери удается поддерживать на невысоком уровне.

Важнейшим параметром разрядника является время восстановления после окончания разряда. Восстановление можно считать законченным после того, как из разрядного промежутка удалены электроны. Остаются ли после этого в промежутке ионы, не имеет значения постольку, поскольку в зажигании высокочастотного разряда ионы роли не играют.

Возможны следующие пути деэлектронизации: рекомбинации электронов с положительными ионами, дипольная диффузия из объема

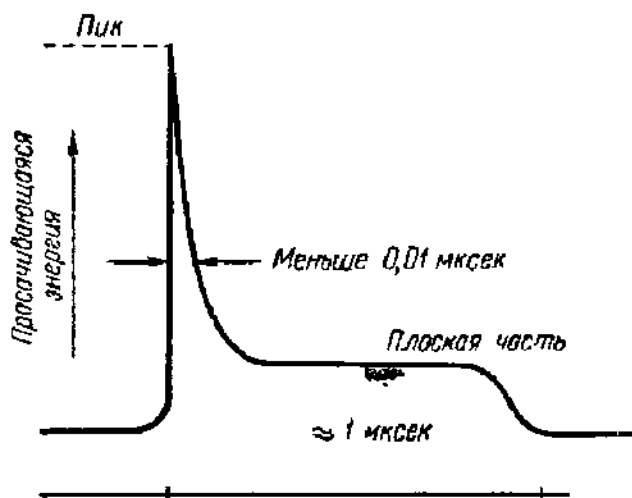


Рис. 511. Форма импульса просачивающейся мощности.

разряда, захват электронов нейтральными молекулами [Л.7.8]. Первый из этих процессов имеет малую вероятность и не может иметь практического значения. Диффузию на стенки можно рассчитать теоретически для разряда простой геометрической формы и тем самым оценить порядок времени, нужного для деэлектронизации путем диффузии. Такие подсчеты дают время порядка  $10^{-8}$  сек, во много раз большее необходимого для разрядников времени деэлектронизации, равного нескольким микросекундам. Достаточно короткого времени деэлектронизации оказалось возможным добиться, вводя в разрядник газы с большим электронным сродством ( $O_2$ ,  $H_2O$ , галоиды, органические газы —  $CH_4$  и т. д.). Конечно, при этом необходимо учитывать и возможность химических взаимодействий с электродами. Удобнее всего оказались пары воды. Например, в разряднике, наполненном  $Ag$  и  $H_2O$ , время восстановления оказалось равным нескольким микросекундам, в то время как в чистом  $Ag$  оно достигало сотен микросекунд.

Однако сохранение давления паров  $H_2O$ , необходимого для быстрой деэлектронизации, встречает трудности. Особенно вредно влияет вспомогательный разряд. В разряде образуются отрицательные ионы  $OH$ , направляемые полем к электроду, служащему анодом. Они вступают с ним в реакцию, и таким путем количество молекул  $H_2O$  непрерывно убывает. Высокочастотный разряд, не вызывающий направленного движения ионов, не оказывает такого действия. Непрерывное поглощение паров воды, а также адсорбция газа при распылении электродов («жестчение» разрядника) являются главной причиной, ограничивающей срок службы разрядника. Для увеличения запасов газа к разряднику, если это возможно, присоединяют дополнительный резервуар (рис. 509).

Другой путь увеличения срока службы разрядника основан на применении импульсного питания цепи поджига. Поджигающий импульс несколько опережает по времени импульс передатчика и создает необходимую для него начальную ионизацию, а в течение большей части рабочего времени в цепи вспомогательного разряда тока нет. Такой метод, конечно, усложняет цепь вспомогательного разряда.

Разрядники антенных переключателей нашли себе широкое применение в радиолокации. Существуют и другие приборы, в которых используется разряд высокой частоты (генераторы, основанные на колебаниях электронов в плазме, источники ионов, высокочастотные счетчики частиц). Эти приборы пока не получили распространения (см. [Л.7.16]).

---

## ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

## § 58. Свойства контакта между металлом и полупроводником и между полупроводниками с электронной и дырочной проводимостью

С контактом между металлом и полупроводником или между полупроводниками с различными типами проводимости приходится иметь дело во всех полупроводниковых приборах, и нередко (например, выпрямители, полупроводниковые диоды и триоды) явления на контакте имеют решающее значение для всей работы прибора. Поэтому изучение свойств таких контактов имеет большое практическое значение.

1. **Запорный слой** вблизи границы между полупроводником и металлом. Из двух возможных случаев — непосредственного контакта между металлом и полупроводником и контакта через промежуточный изолирующий слой (слой окисла, искусственно нанесенный слой кварца и т. п.) мы сначала рассмотрим первый.

Для практики наиболее интересен контакт между металлом и электронным полупроводником с работой выхода меньшей, чем работа выхода металла, и между металлом и дырочным полупроводником с работой выхода, превосходящей работу выхода металла. Такого рода комбинации металлов и полупроводников используются в твердых выпрямителях и вентильных фотоэлементах.

На рис. 512, а показано расположение энергетических уровней и зональных границ электронного полупроводника и металла относительно уровня энергии покоящегося электрона в вакууме при условии, что

$$\Phi_{\text{м}} > \Phi_{\text{пн}} = \Psi + Q' \approx \Psi + \frac{Q}{2}. \quad (58.1)$$

После установления контакта электроны будут переходить из полупроводника в металл и в полупроводнике возникнет электрическое поле, вытесняющее электроны из его приконтактного слоя, в котором образуется положительный объемный заряд, состоящий из зарядов ионизированных донорных атомов. Электрическое поле будет существо-



вать между полупроводником и металлом и во внешнем пространстве (ср. случай контакта между металлами, § 12, ч. 1), но сейчас для нас представляет интерес контактное поле внутри полупроводника.

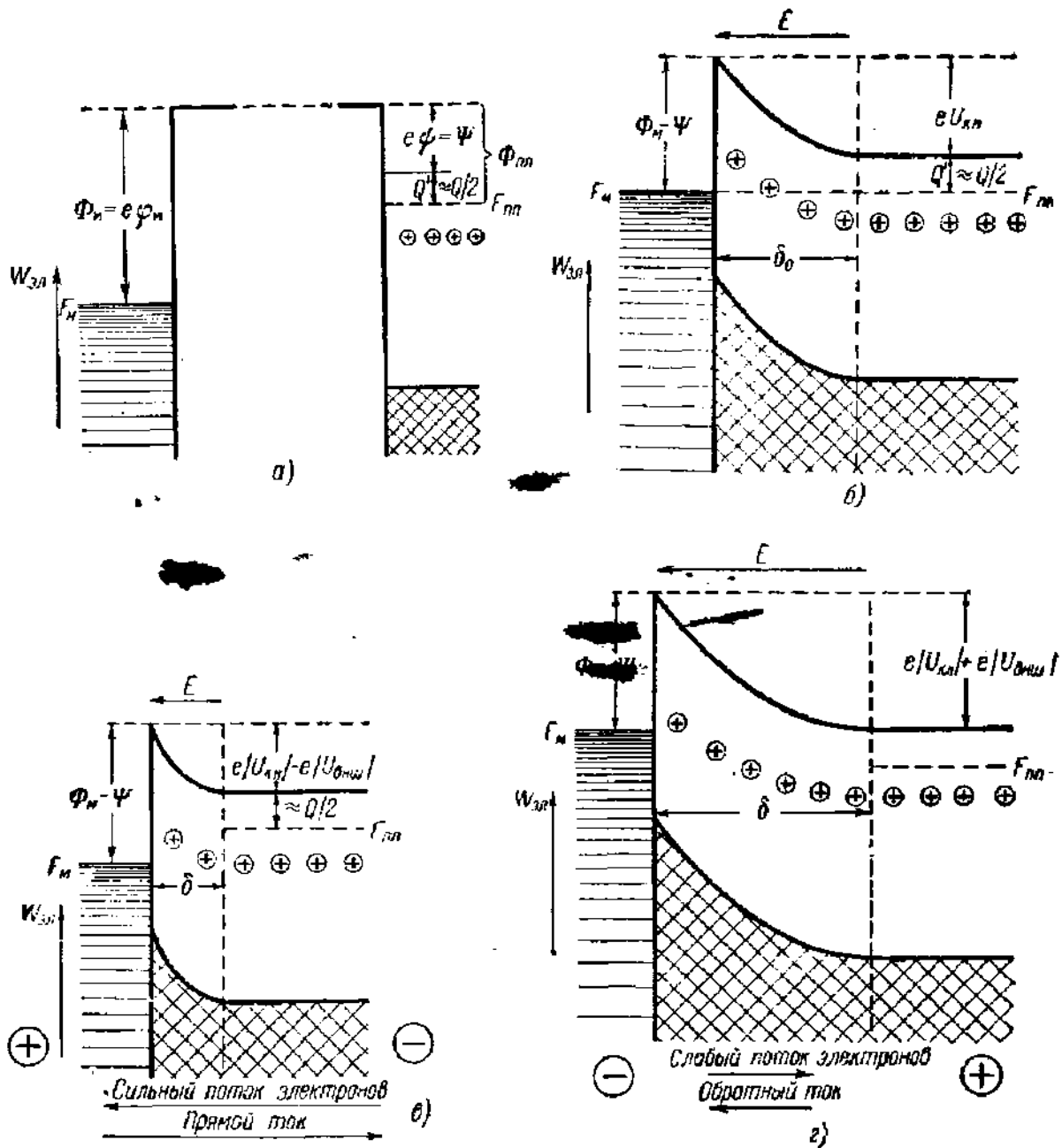


Рис. 512. Контакт между металлом и электронным полупроводником.

$F_m$  и  $F_{пп}$  — уровни Ферми металла и полупроводника.

Уровни полупроводника понижаются относительно уровней металла до тех пор, пока во всей системе металл — приконтактный слой — полупроводник не установится общий уровень Ферми (рис. 512, б). Величина понижения потенциала, равная падению напряжения в слое объемного заряда ширины  $\delta_0$ , называется контактной разностью потенциалов металла и полупроводника. Приконтактный слой почти лишен носи-

телей тока, следовательно, его сопротивление значительно больше, чем сопротивление полупроводника.

Как видно из рис. 512, б:

$$eU_{\text{кн}} + Q' = \Phi_{\text{м}} - \Psi, \quad eU_{\text{кн}} = \Phi_{\text{м}} - (\Psi + Q') = \Phi_{\text{м}} - \Phi_{\text{оп}}, \quad (58.2)$$

т. е. совершенно так же, как и при соприкосновении двух металлов, контактная разность потенциалов металла и полупроводника равна разности их работ выхода.

Пусть на систему металл — полупроводник подано напряжение  $U_{\text{внш}}$ . Практически все это напряжение будет падать на приконтактном слое, сопротивление которого велико. Если на металл подан плюс, то знаки  $U_{\text{кн}}$  и  $U_{\text{внш}}$  противоположны и высота «потенциального холма» со стороны полупроводника понижается (рис. 512, в). Слой объемного заряда делается тоньше, так как поле, вытесняющее из него электроны, уменьшается. Поток электронов из полупроводника в металл резко усиливается, так как концентрация электронов на уровнях зоны проводимости полупроводника очень быстро возрастает по мере приближения к нижней границе зоны. В то же время поток электронов из металла останется прежним. В итоге через контакт потечет сильный ток по направлению от металла к полупроводнику.

При подаче на полупроводник положительного напряжения знаки  $U_{\text{кн}}$  и  $U_{\text{внш}}$  будут одинаковые, «потенциальный холм» со стороны полупроводника повышается и толщина слоя объемных зарядов увеличится, так как внешнее поле выталкивает из него электроны (рис. 512, г). Поток электронов из металла опять останется прежним, а поток электронов из полупроводника делается слабее, чем в равновесном состоянии. Значит, результирующий слабый поток электронов будет направлен от металла к полупроводнику, что соответствует слабому току от полупроводника к металлу через контакт.

Слой объемного заряда, изменения в котором определяют собой нарастание и падение тока через контакт, называется запиорным или барьерным слоем; направление сильного тока (от металла к полупроводнику) называется прямым направлением или направлением пропускания, противоположное направление — обратным или запиорным. Очевидно, что при подаче на контакт переменного напряжения ток прямого направления будет много сильнее обратного тока т. е. будет иметь место выпрямление.

Рассмотрим теперь контакт металла с дырочным полупроводником при условии, что

$$\Phi_{\text{оп}} \approx \Psi + Q_0 - \frac{Q'}{2} > \Phi_{\text{м}}. \quad (58.3)$$

На рис. 513, а показаны примесные уровни, границы зон и уровни Ферми полупроводника и металла до соприкосновения. После установления контакта полупроводник, отбирая электроны у металла, понижает свой потенциал, пока уровень Ферми не примет одинакового

значения для всей системы (рис. 513, б). В положении равновесия полупроводник заряжен до потенциала  $U_{кн}$  по отношению к металлу и через контакт текут встречные потоки электронов между заполненными зонами металла и полупроводника.

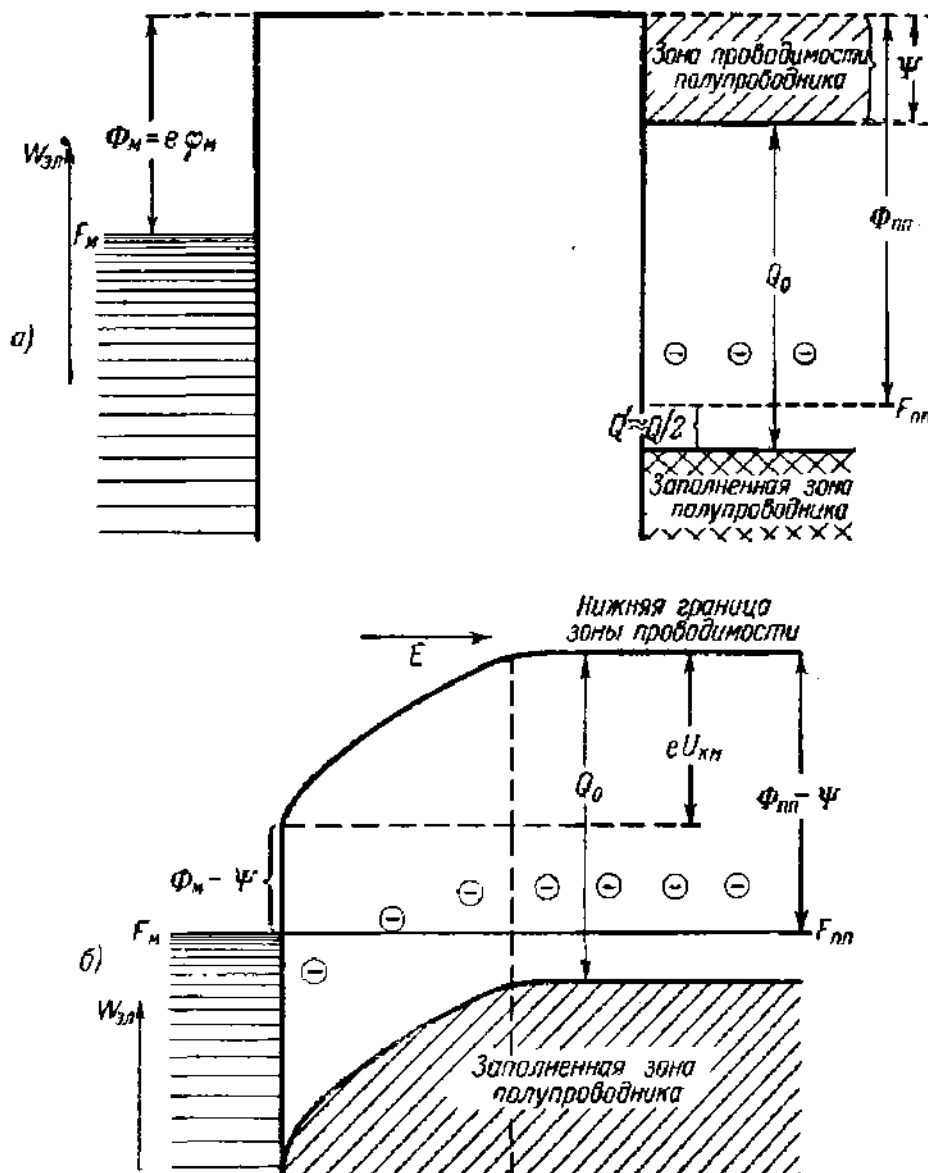


Рис. 513. Контакт между металлом и дырочным полупроводником.

Если прибегнуть к представлению о положительных зарядах — дырках, движение которых эквивалентно движению электронов по уровням заполненных зон (§ 12), то можно сказать, что в положении равновесия существуют слабые встречные потоки дырок через контакт. Запорный слой представляет собой слой отрицательного объемного заряда, образованного акцепторными атомами, в то время как носители тока — дырки вытесняются из запорного слоя электрическим полем. Запорный слой и в этом случае является слоем повышенного

сопротивления. Рассуждая так же, как и для случая контакта металла с электронами полупроводника, легко увидеть, что при подаче внешнего напряжения глубина и ширина граничной «потенциальной ямы», являющейся для дырок таким же препятствием, как «потенциальный холм» для электронов, будут меняться подобно высоте и ширине потенциального холма в случае электронного полупроводника, и контакт будет выпрямлять. Но знак выпрямления теперь будет другим: прямому направлению будут соответствовать плюс на полупроводнике и ток через контакт от полупроводника к металлу.

Опыт показывает, что выпрямление наблюдается и тогда, когда между полупроводником и металлом существует тонкая изолирующая прослойка. С особенной ясностью это показали опыты В. П. Жузе, который обнаружил выпрямление в системе, состоящей из закиси меди  $Cu_2O$  и меди с тонким слоем кварца между ними. Наилучшее выпрямление получилось при толщине кварцевой прослойки около  $10^{-8}$  см. Есть основание думать, что в меднозакисных выпрямителях и фотоэлементах, где слой  $Cu_2O$  наносят прямо на поверхность меди, образуется пограничный слой  $Cu_2O$ , совершенно лишенный избыточных атомов кислорода, превращающих  $Cu_2O$  в дырочный полупроводник \*). Беспримесная закись меди  $Cu_2O$  — собственный полупроводник с шириной запретной зоны  $Q_0 \approx 1,5$  эв, и при комнатных температурах она хорошо изолирует. В обоих приведенных примерах изолирующая прослойка образует так называемый химический запирающий слой; прослойка постороннего вещества, подобного кварцу в опытах Жузе, называется искусственным химическим запирающим слоем.

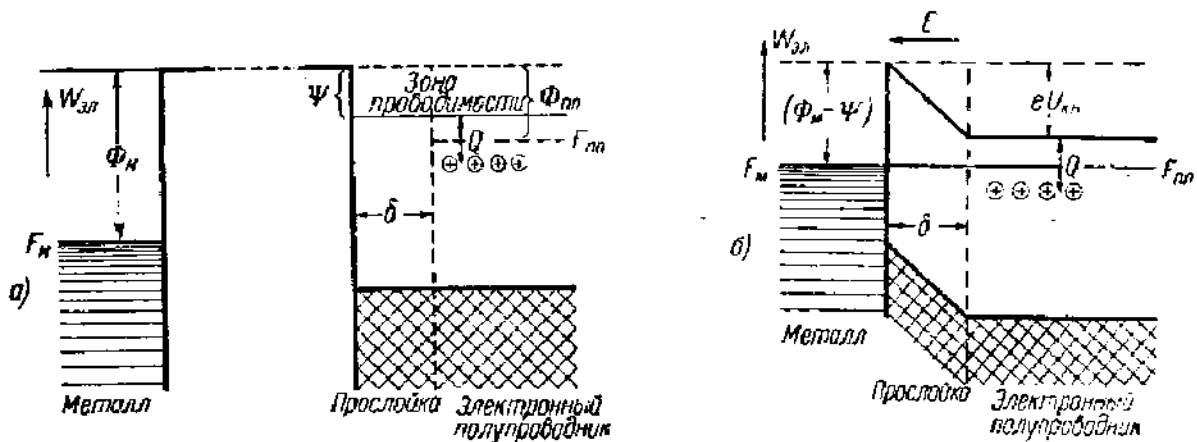


Рис. 514. Контакт между металлом и электронным полупроводником через химический барьерный слой.

На рис. 514 показано положение примесных уровней и зональных границ до соприкосновения и после установления контакта в состоянии равновесия для случая электронного полупроводника. При подаче внешнего напряжения уровни полупроводника будут смещаться

\*) Такое предположение не является единственно возможным (см. § 59).

так же, как в случае запирающего слоя, созданного объемными зарядами, и будет наблюдаться выпрямление, но ширина запирающего слоя останется все время равной толщине химической прослойки. Вполне вероятно, что за химическим запирающим слоем еще существует электрическое контактное поле, вытесняющее носителей тока из приповерхностного слоя полупроводника, где образуется запирающий слой объемных зарядов. В этом случае сложный запирающий слой будет состоять из двух последовательно расположенных слоев.

**2. Теория выпрямления на контакте металл—полупроводник.** Распределение потенциала в запирающем слое можно найти из уравнения Пуассона, которое вследствие тонкости слоя можно записать в виде

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -4\pi \frac{n_0 e}{\epsilon}. \quad (58.4)$$

Здесь  $n_0$  — концентрация ионизированных примесных атомов в слое и  $x$  — направление нормали к нему. Полагая на границе металла  $x=0$ ,  $U=0$  и на другой границе слоя  $x=\delta$ ,  $\frac{dU}{dx}=0$ ,  $U=U_{\text{кн}} + U_{\text{внш}}$  и интегрируя уравнение (58.4), получим:

$$U = \frac{2\pi n_0 e}{\epsilon} (2\delta x - x^2). \quad (58.5)$$

Толщина слоя  $\delta$  определится из уравнения

$$U_{\text{кн}} + U_{\text{внш}} = \frac{2\pi n_0 e}{\epsilon} \delta^2, \quad (58.6)$$

а толщина слоя  $\delta_0$  в состоянии равновесия ( $U_{\text{внш}}=0$ ) из формулы

$$U_{\text{кн}} = \frac{2\pi n_0 e}{\epsilon} \delta_0^2. \quad (58.7)$$

Формулы (58.5) и (58.6) дают распределение потенциала в запирающем слое и зависимость его толщины  $\delta$  от величины и знака  $U_{\text{внш}}$  (см. рис. 512 и 513).

Полагая  $\epsilon=16$ ,  $U_{\text{кн}}=0,4$  в и  $n_0=10^{16}$  1/см<sup>3</sup>, получим:

$$\delta_0 = \left( \frac{\epsilon U_{\text{кн}}}{2\pi n_0 e} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 2,7 \cdot 10^{-5} \text{ см.}$$

При  $n_0=10^{20}$  1/см<sup>3</sup>  $\delta_0$  будет порядка  $10^{-7}$  см.

В изоляторах, где  $n_0$  — очень малая величина, глубина проникновения контактного поля может достигать сантиметров. В примесных полупроводниках концентрация примесей может меняться в широких пределах (см., например, рис. 101 для Si с примесью В). С другой стороны, средний свободный пробег носителей тока в полупроводниках при комнатных температурах чаще всего лежит в пределах  $10^{-7}$ — $10^{-6}$  см, но в некоторых случаях он достигает  $10^{-5}$  см (например, для Ge). Из сказанного следует, что возможны как случаи, когда

свободный пробег много меньше  $\delta$ , так и случай, когда свободный пробег — величина порядка  $\delta$  и даже больше, чем  $\delta$ .

В первом случае прохождение носителей тока через запирающий слой сопровождается многочисленными соударениями и носит диффузионный характер. В другом крайнем случае, когда  $\delta$  по величине порядка свободного пробега или даже меньше, носители тока проходят сквозь запирающий слой как через вакуум или, точнее, как через вакуумный диод, находящийся над тормозящим напряжением:  $U = U_{\text{кн}} + U_{\text{внш}}$ . Соответственно этим двум предположениям можно построить две теории вольт-амперной характеристики контакта металл—полупроводник, носящие название диффузионной и диодной теорий. Конечные формулы обеих теорий существенно не отличаются, и поэтому мы рассмотрим только более простую диодную теорию, весьма напоминающую теорию диода в режиме начальных токов, для случая электронного полупроводника.

Для электронов в полупроводнике справедливы формулы классической статистики, так что число электронов, имеющих скорости в пределах от  $v_x$  до  $v_x + dv_x$  и попадающих за 1 сек на 1 см<sup>2</sup> поверхности запирающего слоя со стороны полупроводника, равно ( $n_n$  — концентрация электронов в полупроводнике)

$$dv_{v_x} = n_n v_x \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x.$$

Число электронов, достигающих 1 см<sup>2</sup> поверхности металла, найдется интегрированием  $dv_{v_x}$  в пределах от  $v_x = \sqrt{\frac{2e(U_{\text{кн}} + U_{\text{внш}})}{m}}$  до  $v_x = \infty$ . Это дает

$$n_1 = n_n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \exp\left[-\frac{e(U_{\text{кн}} + U_{\text{внш}})}{kT}\right].$$

В состоянии термического равновесия, т. е. при  $U_{\text{внш}} = 0$ , встречные потоки электронов через контакт равны. Значит, от металла в полупроводник проходит в расчете на 1 см<sup>2</sup> за 1 сек

$$n_2 = [n_1]_{U_{\text{внш}}=0} = n_n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \exp\left[-\frac{eU_{\text{кн}}}{kT}\right].$$

электронов. Плотность тока через контакт (если считать  $j > 0$  при  $n_2 > n_1$ , т. е. считать обратные ток и напряжение положительными) будет

$$j = e(n_2 - n_1) = e \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} n_n e^{-\frac{eU_{\text{кн}}}{kT}} \left(1 - e^{-\frac{eU_{\text{внш}}}{kT}}\right). \quad (58.8)$$

Это уравнение вольт-амперной характеристики контакта в диодной теории. В диффузионной теории, основанной на предположении о

большом числе соударений электрона в запиорном слое, уравнение вольт-амперной характеристики имеет вид (вывод см., например, в [Л.8.3])

$$j = \sigma \sqrt{\frac{8\pi n_p e}{\epsilon}} (U_{кн} + U_{внш}) \cdot e^{-\frac{eU_{кн}}{kT}} \left(1 - e^{-\frac{eU_{внш}}{kT}}\right), \quad (58.9)$$

где  $\sigma$  — электропроводность и  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Обе формулы (58.8) и (58.9) можно записать в виде

$$j = A \left(1 - e^{-\frac{eU_{внш}}{kT}}\right), \quad (58.10)$$

причем в диодной теории  $A$  совершенно не зависит от  $U_{внш}$ . В диффузионной теории зависимость  $A$  от  $U_{внш}$  имеет мало значения при прямом напряжении, когда  $\exp\left[-\frac{eU_{внш}}{kT}\right] \gg 1$ , но обратная ветвь характеристики будет иметь вид, несколько отличающийся от вида обратной ветви в диодной теории. Форма теоретических вольт-амперных характеристик показана на рис. 515.

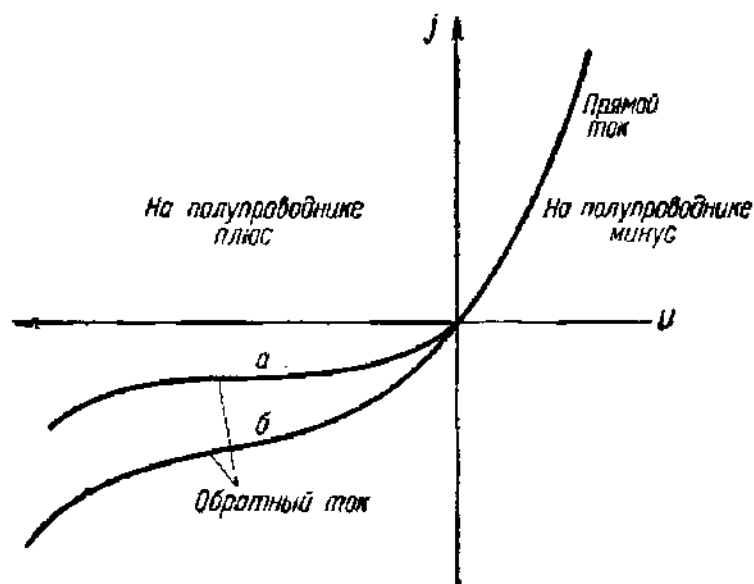


Рис. 515. Вид вольт-амперной характеристики контакта металл — электронный полупроводник.

$a$  — диодная теория;  $b$  — диффузионная теория.

Предполагая наличие химического запиорного слоя между полупроводником и металлом, можно было бы тоже вывести уравнение вольт-амперной характеристики, исходя как из диодной, так и из диффузионной теории. Очевидно, что в диодной теории форма и ширина потенциального барьера в запиорном слое не имеют никакого значения и получается та же формула (58.8). Формула диффузион-

ной теории при наличии химического слоя будет иметь вид (58.10), и коэффициент  $A$  будет несколько зависеть от  $U_{\text{внш}}$ , что опять-таки сказывается на обратной ветви [Л.8.3]. Формулы (58.8) — (58.10), выведенные для электронного полупроводника, остаются справедливыми и для дырочного.

В изложенной теории выпрямления на контакте металл — полупроводник не приняты во внимание некоторые обстоятельства, которые при известных условиях могут оказать вполне заметное влияние. Напомним, во-первых, что запирающий слой может быть сложным, т. е. состоять из последовательно расположенных химического слоя и слоя объемных зарядов. Это усложняет расчеты, но не вносит в теорию ничего принципиально нового. Во-вторых, в теории не было учтено, что электрическое поле в запирающем слое уменьшает работу выхода металла  $\Phi_m$  и, следовательно, увеличивает число электронов  $n_2$ , переходящих из металла в полупроводник. При достаточно большом поле, которое может возникнуть при обратном напряжении, могут даже появиться в большом количестве туннельные электроны.

Если воспользоваться терминологией, принятой в теории электронной эмиссии, то можно сказать, что электроны, переходящие из металла поверх потенциального холма в запирающем слое, дают ток термоэлектронной эмиссии из металла в полупроводник. Этот ток имеет заметную величину уже при комнатной температуре, так как работа выхода из металла в полупроводник много меньше, чем из металла в вакуум (см. рис. 512). Очевидно, что в теории следует учитывать еще эффект Шоттки и туннельные электроны, которые увеличивают обратный ток и уменьшают прямой ток, т. е. ухудшают выпрямление. При больших обратных напряжениях, когда поле в запирающем слое особенно велико, эффект усиления эмиссии из металла вполне заметен.

Нельзя считать заранее исключенным, что туннельные электроны не могут преобладать при достаточно тонком запирающем слое. В первой по времени появления теории А. Ф. Иоффе и Я. И. Френкеля, а также в теории ван Гееля, объяснявшей выпрямление автоэлектронной эмиссией из металла в полупроводник, основная роль приписывалась туннельным переходам электронов. Оказалось, однако, что эти теории приводят к неверному знаку выпрямления. Тем не менее в течение некоторого времени теорией Иоффе—Френкеля руководствовались в исследованиях контактных явлений. Теория выпрямления, основанная на признании преобладания электронов, проходящих над потенциальным холмом (ее можно назвать «термоэлектронной теорией»), была развита почти одновременно и независимо Б. И. Давыдовым, Н. Моттом и В. Шоттки.

**3. Сравнение с опытом теории выпрямления на контакте металл — полупроводник.** Изложенная выше теория явлений на контакте металл — полупроводник была разработана в связи с запросами техники твердых полупроводниковых выпрямителей, получивших



распространение, начиная с 20-х годов нашего века. Свойства технических выпрямителей описаны в следующем параграфе; здесь мы остановимся только на сравнении этих свойств с выводами теории.

Вольт-амперные характеристики всех типов выпрямителей хорошо соответствуют теоретическим характеристикам (см. ниже рис. 529), хотя и не дают возможности сделать выбор между диффузионной и диодной теориями. Сопротивление единицы площади контакта, если исходить, например, из диффузионной теории (формула (58.9)), можно вычислить из соотношения

$$\frac{j}{U_{\text{внш}}} = \frac{1}{\rho} = \frac{\sigma}{U_{\text{внш}}} \sqrt{\frac{8\pi n_p e}{\epsilon} (U_{\text{кн}} + U_{\text{внш}})} e^{-\frac{eU_{\text{кн}}}{kT}} \left(1 - e^{-\frac{eU_{\text{внш}}}{kT}}\right). \quad (58.11)$$

При  $U_{\text{внш}} < 0$  (прямое направление) главную роль играет член  $\exp\left[-\frac{eU_{\text{внш}}}{kT}\right]$ , быстро растущий вместе с  $U_{\text{внш}}$ , вследствие чего  $1/\rho$  возрастает по закону, мало отличающемуся от экспоненциального. С ростом обратного напряжения  $\exp\left[-\frac{eU_{\text{внш}}}{kT}\right]$  делается много меньше единицы и согласно формуле (58.11)  $\rho$  должно неограниченно возрастать. Сходные результаты дает и диодная теория (формула (58.8)).

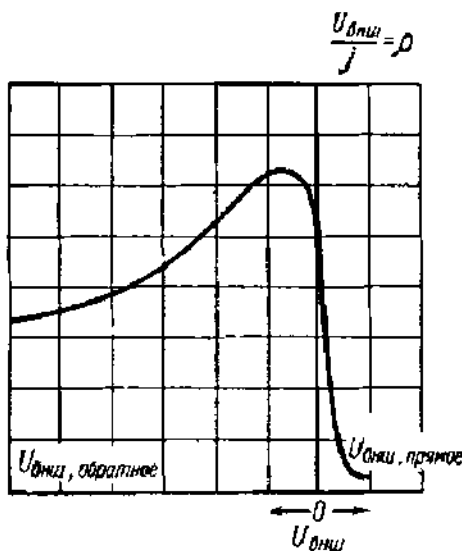


Рис. 516. Зависимость сопротивления контакта  $\rho = U_{\text{внш}}/j$  от напряжения для селенового выпрямителя.

Действительный ход зависимости  $\rho$  от  $U_{\text{внш}}$ , типичный для всех типов выпрямителей и измеренный для постоянного тока, дает рис. 516. Характер уменьшения  $\rho$  при переходе от обратного направления к прямому соответствует теории; постоянное значение  $\rho$ , достигаемое при увеличении прямого напряжения, равно сопротивлению самого полупроводника, к которому стремится сопротивление выпрямителя после исчезновения запирающего слоя при  $U_{\text{внш}} > U$ . В противоречие с простой теорией сопротивления  $\rho$  не увеличивается монотонно с ростом обратного напряжения, а, пройдя через максимум, начинает уменьшаться. Это можно объяснить влиянием

уменьшения работы выхода металла и появлением туннельных электронов, увеличивающих обратный ток. Кривые зависимости  $\rho$  от  $U_{\text{внш}}$  для выпрямителей разных типов см. [Л.7.1, т. 1, §25]. Дифференциальное сопротивление выпрямителя  $dU/dj$  также будет иметь максимум

при некотором значении обратного напряжения, как это можно видеть из формы статических характеристик, имеющих перегиб.

Запорный слой можно рассматривать как диэлектрик с утечкой и всю систему металл — запорный слой — электронный полупроводник как конденсатор с емкостью на единицу площади

$$C = \frac{\epsilon}{4\pi\delta}, \tag{58.12}$$

где

$$\delta = \sqrt{\frac{\epsilon(U_{кн} + U_{внш})}{2\pi n_n e}}, \tag{58.13}$$

откуда

$$U_{кн} + U_{внш} = \frac{1}{C^2} \frac{\epsilon n_n e}{8\pi}. \tag{58.14}$$

Аналогичные формулы получатся и для контакта металл — дырочный проводник.

Из (58.14) следует, что в выпрямителе с запорным слоем объемных зарядов  $1/C^2$  линейно зависит от  $U_{внш}$ ;  $C$  можно определить либо по разряду емкости выпрямителя, заряженного до напряжения  $U_{внш}$  через баллистический гальванометр, либо с помощью мостика переменного тока, работая с малыми амплитудами переменного напряжения и подавая одновременно на выпрямитель постоянное напряжение.

На рис. 517 показана полученная экспериментально зависимость  $1/C^2$  от  $U_{внш}$  для селенового выпрямителя, которую довольно точно можно аппроксимировать прямой линией. Так как при  $1/C^2 \rightarrow 0$   $U_{внш} \rightarrow -U_{кн}$ , то из графика можно найти  $U_{кн}$ , а по наклону прямой вычислить  $n_n$ . На рис. 517  $U_{кн} \approx 0,7$  в.

Зависимость  $C$  от  $U_{внш}$ , обнаруживающая предсказываемое теорией изменение толщины слоя  $\delta$ , для селенового и меднозакисного выпрямителей показана на рис. 518. Зная  $C$ , можно, очевидно, определить  $\delta$ ; для  $U_{внш} = 0$  получается обычно  $\delta = \delta_0 = 10^{-5} - 10^{-4}$  см. При такой толщине и слабом поле туннельные электроны не могут

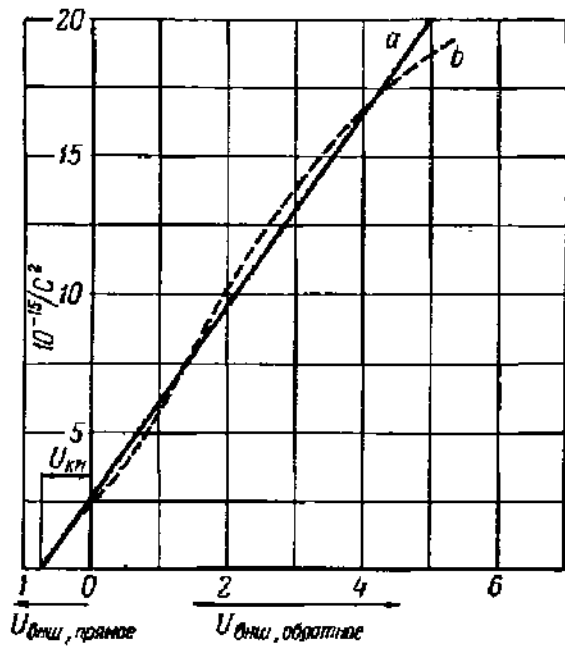


Рис. 517. Зависимость  $1/C^2$  от напряжения  $U_{внш}$  для селенового выпрямителя.

$a$  — ее аппроксимация;  $b$  — экспериментальная зависимость.

играть заметной роли, но, как было выяснено при обсуждении зависимости  $\rho$  от  $U_{\text{внш}}$ , при больших обратных напряжениях их влияние не может быть совершенно сброшено со счета. Полная теория выпрямления должна учитывать все стороны дела: «термоэлектронную» и «автоэлектронную» эмиссию через контакт и возможность одновременного существования химического изолирующего слоя и слоя объемных зарядов.

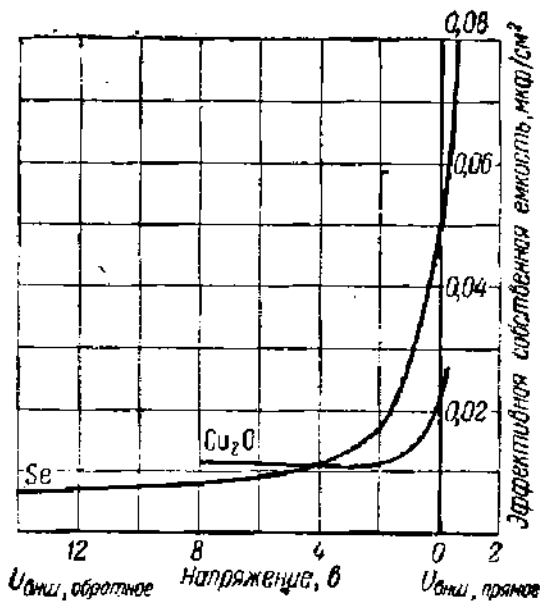


Рис. 518. Изменение емкости выпрямителей в зависимости от напряжения.

4. Контакт между полупроводниками с разными типами проводимости ( $p-n$ -переход в состоянии равновесия). Теория контакта между металлом и полупроводником находится в хорошем качественном согласии с опытом, и ею широко пользуются в теории полупроводниковых выпрямителей [Л.7.1, т. 1; Л.8.3]. Однако, по крайней мере, в некоторых случаях состояние при-

поверхностного слоя полупроводника сложнее, чем это предполагается в указанной теории. В. Е. Лашкарев показал экспериментально (в 1940 г.), что в вентильном фотоэлементе на поверхности закиси меди между основным слоем полупроводника и медным электродом образуется слой с электронной проводимостью, в то время как сама закись меди — дырочный полупроводник. Такой же результат был им получен для селенового выпрямителя (селен в выпрямителе — дырочный полупроводник)\*), а на поверхности электронного полупроводника в серно-серебряном фотоэлементе В. Е. Лашкарев нашел слой с дырочной проводимостью. Таким образом, в приведенных примерах, кроме границы металл — полупроводник, имеется также граница между электронным и дырочным полупроводниками. Возникает вопрос, какую роль в этих полупроводниковых приборах играет контакт между полупроводниками с разными типами проводимости.

Явлениями на контакте между полупроводниками различного химического состава до работ В. Е. Лашкарева занимались А. Ф. Иоффе и А. В. Иоффе, экспериментально изучившие большое число различных комбинаций полупроводников. Еще до этого Б. И. Давыдовым и позже А. И. Губановым была разработана теория выпрямления на

\*) Значительно позже (1953 г.) это было подтверждено С. Поганским, Гоффманом и Розе, нашедшими, что выпрямление происходит на границе основного дырочного селена и электронного селенистого кадмия, образующегося в процессе изготовления выпрямления вблизи электрода, содержащего кадмий.

границе двух полупроводников. Но наиболее важные для техники результаты были в 1950—1951 гг. получены В. Шокли и его сотрудниками, разработавшими методику получения электронной и дырочной проводимости в разных местах одного и того же монокристалла. Переходная зона между областями с электронной ( $n$ ) и дырочной ( $p$ ) проводимостями в полупроводниковом кристалле получила название электронно-дырочного перехода или  $p-n$ -перехода. После работ В. Шокли явления на  $p-n$ -переходе в монокристаллах приобрели первостепенное практическое значение. Это связано с тем, что только  $p-n$ -переход в монокристалле обладает в полной мере важной для технического использования полупроводника однородностью. В области  $p-n$ -перехода, образующегося между двумя поликристаллическими образцами, всегда имеются кристаллики, поверхности которых лежат поперек  $p-n$ -перехода. На этих поверхностях возникает ряд нежелательных явлений: скопление примесей, увеличение проводимости за счет перемещения носителей тока по поверхности, усиленная рекомбинация и иногда даже возникновение микрообластей с обратным знаком проводимости. Все это ведет к возрастанию обратного тока и, следовательно, к ухудшению выпрямления.

Как это было выяснено раньше (§ 12), в кристалле германия электронная проводимость может быть создана путем введения атомов элемента пятой группы таблицы Менделеева, например сурьмы, а дырочная проводимость — с помощью введения атомов элементов третьей группы, из которых чаще всего используют индий. Техники введения примесных атомов в германий мы пока касаться не будем (см. § 59). Предположим сначала, что концентрации атомов In и Sb

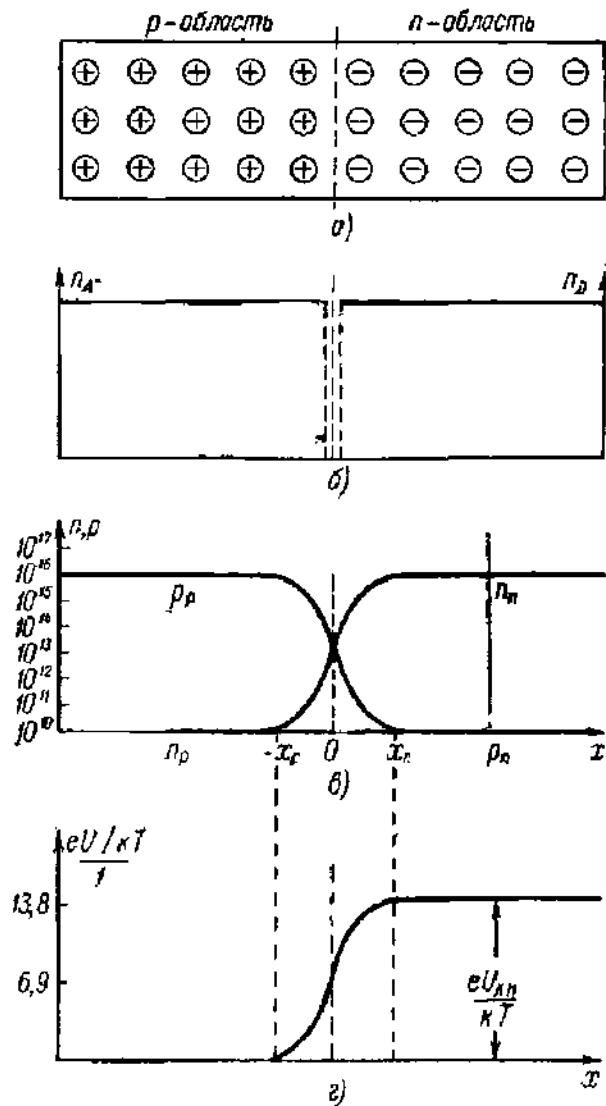


Рис. 519. Схематические рисунки, иллюстрирующие равновесное состояние  $p-n$ -перехода (симметричного).

$a$  — расположение примесных атомов;  $b$  — распределение концентраций примесных атомов;  $c$  — распределение концентраций электронов и дырок;  $d$  — распределение потенциала.

в обеих половинах кристалла Ge одинаковы (симметричный  $p-n$ -переход) и что в переходной зоне концентрации резко падают до нуля (рис. 519, а и б). В действительности концентрации доноров  $n_D$  и акцепторов  $n_A$  изменяются постепенно и в переходной области в одном и том же месте можно встретить примесные атомы обоих сортов. Однако принятое упрощение не вносит существенных изменений в свойства  $p-n$ -перехода и им можно пользоваться при качественном описании явлений и в ориентировочных подсчетах.

Концентрация электронов в  $n$ -области и дырок в  $p$ -области кроме концентрации примесей зависит, вообще говоря, и от температуры, но при относительно высоких концентрациях примесей их энергия активирования делается настолько малой, что уже при комнатных температурах все примесные атомы в Ge или Si оказываются ионизированными (см. рис. 101 для Si). Тогда в местах, удаленных от перехода, условия нейтральности кристалла можно записать в виде

$$n_n = n_{D^+} \approx n_D, \quad p_p = n_A \approx n_A^-, \quad (58.15)$$

где  $n_{D^+}$ ,  $n_A^-$  — концентрации ионизированных донорных и акцепторных атомов. Для случая симметричного  $p-n$ -перехода, кроме того,

$$n_D = n_A. \quad (58.16)$$

Для Ge при комнатной температуре условие (58.15) при часто встречающихся в полупроводниковых приборах концентрациях  $n_A \approx n_D = 10^{15} \div 10^{16} \text{ 1/см}^3$  выполняется.

Как известно\*), концентрация электронов и дырок в беспримесном Ge, обладающем только собственной проводимостью при комнатной температуре, величина порядка  $n_i \approx 10^{13} \text{ 1/см}^3$ . Из соотношения (см. § 13, формулу (13.10))

$$n_i^2 = n_p \quad (58.17)$$

следует, что вдали от перехода концентрации неосновных носителей тока (электронов в  $p$ -области и дырок в  $n$ -области) для нашего численного примера равны

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} = p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{10^{26}}{10^{16}} \approx 10^{10} \text{ 1/см}^3. \quad (58.18)$$

Отсюда видно, что проводимость, создаваемая неосновными носителями, составляет очень малую часть общей проводимости. Очевидно, электроны из  $n$ -области кристалла будут диффундировать в  $p$ -область, где концентрация электронов мала. Аналогично из  $p$ -области в  $n$ -область будут диффундировать дырки. В результате  $n$ -область зарядится по отношению к  $p$ -области положительно и между обеими областями кристалла возникает переходная область —  $p-n$ -переход.

Концентрации закрепленных в узлах решетки примесных атомов изменяются, по нашему предположению, скачком, однако concentra-

\*) См. § 13, а также статью E. C o l w e l l, PIRE, № 11, 1952.

нии обладающих подвижностью электронов и дырок будут изменяться постепенно и  $p$  —  $n$ -переход займет в кристалле участок от  $x = -x_p$  до  $x = x_n$ , в пределах которого концентрация электронов изменяется от  $n_n$  до  $n_p$ , а дырок от  $p_p$  до  $p_n$  (рис. 519, в). Между  $x = 0$  и  $x = x_n$  существует положительный пространственный заряд, так как здесь суммарный заряд доноров и дырок больше суммарного заряда электронов, а между  $x = -x_p$  и  $x = 0$  преобладает отрицательный пространственный заряд электронов и акцепторов.

В переходной области, с одной стороны, налицо градиент концентрации носителей тока обоих знаков и, с другой, там действует электрическое поле, направленное от  $n$ -области к  $p$ -области и препятствующее прохождению основных носителей, т. е. движению электронов из  $n$ -области в  $p$ -область и дырок в обратном направлении. Как известно (§ 25), градиент концентрации приводит к появлению диффузионного тока, а электрическое поле — к появлению полевого (или омического) тока. В отсутствие внешнего напряжения эти токи, очевидно, вполне компенсируют друг друга, так что в переходной области существует состояние равновесия и распределение концентраций электронов и дырок в точности подчиняется закону Больцмана:

$$\left. \begin{aligned} p(x) &= p_p \exp\left[-\frac{eU(x)}{kT}\right], \\ n(x) &= n_p \exp\left[+\frac{eU(x)}{kT}\right]. \end{aligned} \right\} \quad (58.19)$$

На границах переходной области  $U(-x_p) = 0$  и  $U(x_n) = U_{\text{кн}}$ , где  $U_{\text{кн}}$  — потенциал, до которого заряжается  $n$ -область по отношению к  $p$ -области в состоянии теплового равновесия. Подставляя в формулу (58.19)  $x = x_n$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} p(x_n) &= p_n = p_p \exp\left[-\frac{eU_{\text{кн}}}{kT}\right], \\ n(x_n) &= n_n = n_p \exp\left[+\frac{eU_{\text{кн}}}{kT}\right], \end{aligned} \right\} \quad (58.20)$$

отсюда

$$\frac{p_p}{p_n} = \frac{n_n}{n_p} = \frac{p_p n_n}{n_i^2} = \exp\left[\frac{eU_{\text{кн}}}{kT}\right]. \quad (58.21)$$

Для Ge с  $n_D = n_A = 10^{16}$  1/см<sup>3</sup> получается:

$$\exp\left[\frac{eU_{\text{кн}}}{kT}\right] = 10^6, \quad \frac{eU_{\text{кн}}}{kT} = \ln(10^6) = 13,8$$

и при  $T = 300^\circ\text{K}$  (рис. 519)

$$\frac{kT}{e} = 2,59 \cdot 10^{-2} \text{ в}, \quad U_{\text{кн}} = 0,358 \text{ в}.$$

Формулы (58.20) показывают, что кривая распределения потенциала  $U(x)$  и кривые распределения концентраций  $p(x)$  и  $n(x)$ , построенные в полулогарифмических координатах, имеют одинаковую форму.

Ширину  $p-n$ -перехода нетрудно найти, если принять, что электроны и дырки, концентрация которых внутри перехода быстро убывает по мере удаления от границ  $p$ - и  $n$ -областей, создают в нем пространственный заряд, малый по сравнению с пространственным зарядом неподвижных ионизированных атомов (доноров и акцепторов). Переход будем теперь считать для общности несимметричным.

На рис. 520, *a* и *б* схематически показано распределение примесных атомов и их пространственного заряда. Область  $p-n$ -перехода разделяется на две части, заряженные положительно и отрицательно. Уравнение Пуассона для обеих частей имеет вид:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{4\pi en_n}{\epsilon}$$

$$\text{при } 0 < x \leq l_n,$$

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{4\pi ep_p}{\epsilon}$$

$$\text{при } 0 > x \geq -l_p.$$

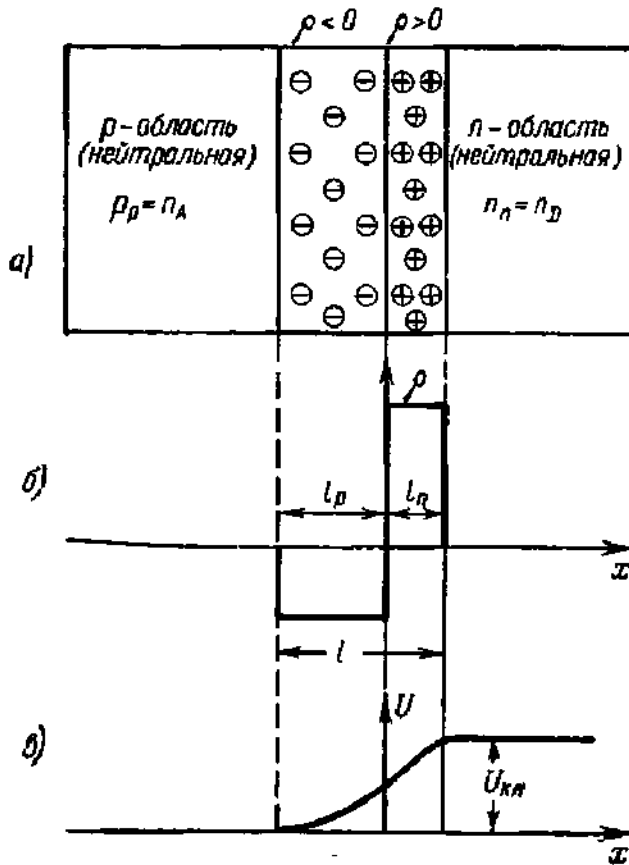


Рис. 520. К вычислению ширины  $p-n$ -перехода.

*a* — принятое расположение примесных атомов;  
*б* — распределение пространственного заряда;  
*в* — распределение потенциала.

На границах перехода соблюдаются условия:

$$U = U_{\text{кв}}, \quad \frac{dU}{dx} = 0 \quad \text{при } x = l_n$$

$$U = 0, \quad \frac{dU}{dx} = 0 \quad \text{при } x = -l_p.$$

Решения уравнений, как легко убедиться, имеют вид (ср. формулы (58.4) ÷ (58.7))

$$U = U_{\text{кв}} - \frac{2\pi en_n}{\epsilon} (l_n - x)^2 \quad \text{при } x > 0,$$

$$U = \frac{2\pi ep_p}{\epsilon} (l_p + x)^2 \quad \text{при } x < 0,$$

причем при  $x = 0$  обе формулы должны дать одинаковые значения  $U$  и  $dU/dx$ . Приравнивание производных  $dU/dx$  при  $x = 0$  дает

$$\frac{l_n}{l_p} = \frac{p_p}{n_n},$$

откуда

$$\frac{l_n}{l} = \frac{p_p}{p_p + n_n}; \quad \frac{l_p}{l} = \frac{n_n}{p_p + n_n}. \quad (58.22)$$

Приравняв значения  $U$  при  $x = 0$  и воспользовавшись (58.22), легко получить:

$$U_{\text{кн}} = \frac{2\pi e}{\epsilon} \frac{n_n p_p}{p_p + n_n} l^2. \quad (58.23a)$$

Если на переход наложено внешнее напряжение  $U_{\text{внш}}$ , то между  $p$  и  $n$  областями устанавливается разность потенциалов ( $U_{\text{кн}} + U_{\text{внш}}$ ). Следовательно, в этом случае ширина перехода  $l'$  равна

$$l' = \sqrt{\frac{\epsilon (U_{\text{кн}} + U_{\text{внш}})}{4\pi e} \frac{p_p + n_n}{p_p n_n}} = \sqrt{\frac{\epsilon (U_{\text{кн}} + U_{\text{внш}}) (n_A + n_D)}{4\pi e n_A n_D}}. \quad (58.23b)$$

Заряд, находящийся на каждой из сторон перехода, и его емкость (в расчете на  $1 \text{ см}^2$ ) равны

$$Q = en_D l_n = en_A l_p = e l' \frac{n_A n_D}{n_A + n_D} = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot e}{4\pi} \cdot \frac{(U_{\text{кн}} + U_{\text{внш}}) n_A n_D}{(n_A + n_D)}},$$

$$C = \frac{Q}{U_{\text{кн}} + U_{\text{внш}}} = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot e}{4\pi (U_{\text{кн}} + U_{\text{внш}})} \frac{n_A n_D}{(n_A + n_D)}}. \quad (58.24)$$

Формулы (58.23b) и (58.24) показывают, как ширина и емкость  $p-n$ -перехода изменяются в зависимости от приложенного напряжения. Однако они не точны, так как в них совершенно не учтены заряды электронов и дырок, притекающих в переход из кристалла. Если учесть это обстоятельство, то емкость перехода оказывается зависящей не только от величины внешнего напряжения, но и от его частоты.

Для рассмотренного выше примера, в котором  $U_{\text{кн}} = 0,358 \text{ в}$ , принимая (для германия)  $\epsilon = 16$  из (58.24), найдем, что ширина перехода  $l \approx 3,6 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ . Формула (58.22) показывает, что ширина каждой из двух частей перехода обратно пропорциональна соответствующим концентрациям донорных  $n_D = n_n$  и акцепторных  $n_A = p_p$  атомов. Поэтому, если переход лежит между  $p$ - и  $n$ -областями с резко различными концентрациями примесей, как это обычно бывает в плоскостных полупроводниковых триодах, то  $p-n$ -переход почти целиком будет лежать в пределах области с меньшей концентрацией примесей.

На рис. 519 и 520 граница между областями с донорными и акцепторными примесями резкая. В действительности, однако, всегда суще-



ствуется участок кристалла, на протяжении которого встречаются примесные атомы обоих сортов. Если этот участок мал, иными словами, если распределение примесей у границы имеет крутой фронт, то расчеты, проведенные выше, достаточно точны. Если же фронт распределения примесей у границы пологий, то ширина  $p-n$ -перехода определяется протяженностью участка, на котором существуют примеси обоих сортов. К этому случаю (широкий  $p-n$ -переход) изложенная выше теория неприменима.

Переходная область имеет высокое удельное сопротивление ввиду того, что концентрация носителей тока в ней много меньше, чем в областях чисто электронной или дырочной проводимости. Вблизи середины переходной области  $n \approx p \approx n_i \approx 10^{13} \text{ 1/см}^3$  (рис. 519, в), откуда следует, что проводимость в этом месте на три порядка ниже проводимости кристалла вдали от перехода. Это значит, что тонкая переходная область может иметь сопротивление большее, чем весь остальной кристалл.

Встречающиеся в формулах (58.21) и (58.22) концентрации неосновных носителей тока  $n_p$  и  $p_n$  играют важную роль в теории выпрямляющих свойств  $p-n$ -перехода. Поэтому следует выяснить механизм появления электронов в  $p$ -области и дырок в  $n$ -области.

Рассмотрим, например, процесс появления дырок в  $n$ -области. Некоторая их часть связана с собственной проводимостью кристалла, т. е. с рождением пар электрон — дырка при термическом перебрашивании электронов из заполненной зоны в зону проводимости. Одновременно протекает и обратный процесс — рекомбинация дырок с электронами при возвращении этих последних в заполненную зону. Эти процессы играют главную роль в рождении электронов и дырок только в очень чистых и почти лишенных дефектов кристаллах. В большинстве случаев в кристаллах Ge с  $n$ -проводимостью основную роль в рождении и рекомбинации дырок по В. Шокли играют дефекты решетки. Дефект решетки обладает свойством удерживать электроны (подобно пустым узлам атомов металлоидов в ионном кристалле; см. § 12) в течение относительно продолжительного времени, хотя в месте дефекта электрон закреплен много слабее, чем на уровнях заполненной зоны. Приближающаяся к месту дефекта дырка увлекается к нему, и в месте дефекта происходит рекомбинация, после чего дефект нейтрализуется. Такого рода процессами захвата и рекомбинации определяется средняя продолжительность жизни  $\tau_p$  дырки в кристалле с  $n$ -проводимостью. Величину  $\tau_p$  можно измерить, и она сказывается сильно зависящей от механической, термической и электрической обработки кристалла, т. е. от количества и характера дефектов решетки. О методах измерения  $\tau_p$  будет сказано ниже.

Дефекты решетки могут служить местами рождения дырок. В месте дефекта может оказаться захваченным не свободный электрон, а один из электронов заполненной зоны, в результате чего появляется слабо связанная в месте дефекта дырка, освобождающаяся затем

вследствие теплового движения. Дефект кристалла, могущий служить как местом рекомбинации, так и местом рождения дырки, называют рекомбинационным центром. Рекомбинация и рождение электронов в  $p$ -области также могут происходить в расположенных там рекомбинационных центрах. Дефектам решетки и примесным атомам соответствуют локальные уровни, расположенные в запрещенной зоне основной решетки. Как было только что показано, они могут служить центрами рекомбинации носителей тока. Но возможно также освобождение носителей тока с локальных уровней под действием теплового движения, что особенно легко при небольшой энергии активирования (неглубоко лежащие уровни). В таких случаях дело сводится к временному «прилипанию» носителя к локальному уровню, после чего он вновь делается свободным. В зависимости от ряда обстоятельств, прежде всего от «глубины», на которой находится уровень (т. е. от энергии активирования), дефекты и примесные атомы могут действовать либо как «центры рекомбинации», либо как «центры прилипания». Как те, так и другие имеют очень большое влияние на свойства полупроводника.

**Б. Теория выпрямления на  $p$  —  $n$ -переходе.** Обратимся к вопросу о прохождении тока через полупроводниковый кристалл с  $p$  —  $n$ -переходом. Предположим, что напряжение подается на электрод, подведенный к  $p$ -области, а потенциал электрода, подведенного к  $n$ -области, остается постоянным (например, он заземлен). Так как сопротивление перехода много больше сопротивления остального полупроводника, то приложенное к нему напряжение почти полностью падает на переходе. При подаче на  $p$ -область плюса величина потенциальной ступени перехода уменьшается до величины  $(U_{кн} - U_{внш})$  (рис. 521, б). При этом должен уменьшиться и пространственный заряд двойного слоя в  $p$  —  $n$ -переходе, т. е. переходная область должна сузиться. Уменьшение пространственного заряда происходит вследствие того, что в кристалле при наложении напряжения появляется поле, которое направляет в область перехода с обеих сторон основные носители тока. Концентрация электронов и дырок в суженном  $p$  —  $n$ -переходе возрастает, и сопротивление его

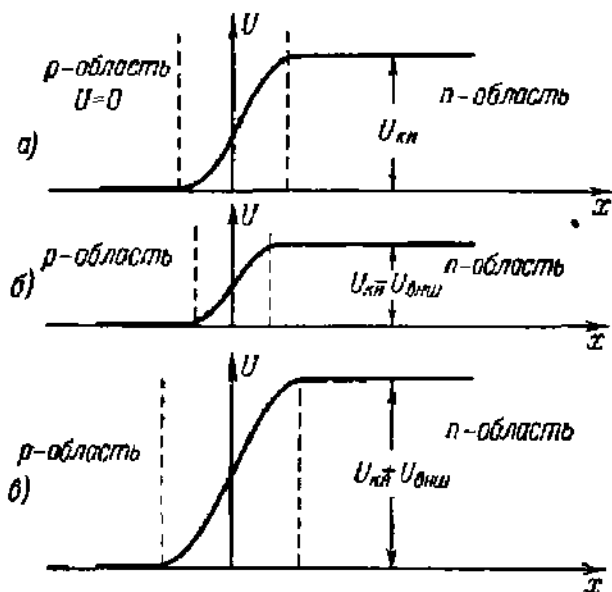


Рис. 521. Изменение высоты потенциальной ступени и ширины перехода при подаче напряжения.

а — кривая распределения потенциала  $U(x)$  в отсутствие напряжения; б — кривая  $U(x)$  при прямом напряжении; в — кривая  $U(x)$  при обратном напряжении.

падает, тем самым создаются условия для прохождения через переход сильного тока. Подача положительного напряжения на  $p$ -область соответствует, следовательно, направлению пропускания (прямому). При подаче на  $p$ -область минуса (рис. 521, *в*) высота потенциальной ступени возрастает, поле в  $p$ - и  $n$ -областях оттягивает основные носители тока от перехода, концентрация электронов и дырок в нем падает, ширина его и сопротивление увеличиваются. Подаче отрицательного напряжения на  $p$ -область соответствует запорное (обратное) направление.

При прохождении через  $p$  —  $n$ -переход прямого тока концентрации электронов и дырок в нем превышают их равновесные значения, т. е. в этом случае  $np > n_i^2$ . В переходной области, следовательно, число рекомбинаций превосходит число рождений пар электрон-дырка. Разность между рекомбинациями и рождениями в  $p$  —  $n$ -переходе при установившемся токе покрывается за счет поступления электронов и дырок из  $p$ - и  $n$ -областей. Однако не все электроны и дырки, поступающие в переход извне, рекомбинируют в его пределах. Часть их, пройдя через переход, присоединяется на другой его стороне к имеющимся там неосновным носителям тока. Например, электроны, подходящие к  $p$  —  $n$ -переходу из  $n$ -области, проходят частично через него и, попав в  $p$ -область, оказываются там в положении неосновных носителей тока. Если решетка полупроводника имеет много дефектов, то число центров рекомбинации велико и внутри перехода успевает рекомбинировать большая часть проходящих извне электронов и дырок. Тогда почти во всей  $n$ -области ток чисто электронный, а в  $p$ -области чисто дырочный и только в области  $p$  —  $n$ -перехода налицо обе компоненты тока (рис. 522, *а*). Можно думать, что в мелкокристаллических полупроводниках с  $p$  —  $n$ -переходами, например в технических селеновых выпрямителях (§ 59), существует такой режим.

Иначе обстоит дело в полупроводнике с небольшим числом центров рекомбинации, например в монокристалле с  $p$  —  $n$ -переходом. В хорошем монокристалле продолжительность жизни носителей тока велика и только незначительная их часть рекомбинирует в узкой переходной области. У границы  $p$  —  $n$ -перехода и  $p$ -области создается повышенная концентрация электронов, а у границы перехода и  $n$ -области — дырок. От границы перехода электроны диффундируют в глубину  $p$ -области, создавая слева от перехода постепенно убывающую электронную компоненту тока (рис. 522, *б*). Аналогично справа от перехода накапливаются дырки и в  $n$ -области существует убывающий дырочный ток. Теорию выпрямления на  $p$  —  $n$ -переходе в кристалле с небольшой концентрацией рекомбинационных центров следует рассмотреть подробнее, так как, во-первых, она непосредственно применима к имеющим большое техническое значение германиевым и кремниевым выпрямителям (§ 59) и, во-вторых, ее результаты используются в теории плоскостных полупроводниковых триодов.

Будем считать полупроводниковый кристалл очень длинным в направлении  $x$ , а переход, плоскость которого перпендикулярна к

$x$ , — очень тонким. Тогда задача о распределении носителей тока и их движении будет одномерной. Рассмотрим сначала электронную компоненту тока. В плоскости  $x = -x_p$  (рис. 522, б) вследствие слабой рекомбинации в переходе электронный ток (для симметричного перехода) почти равен дырочному. Дырочный ток в интервале от  $x = -\infty$  до  $x = -x_p$  — чисто «полевой» ток, получающийся при

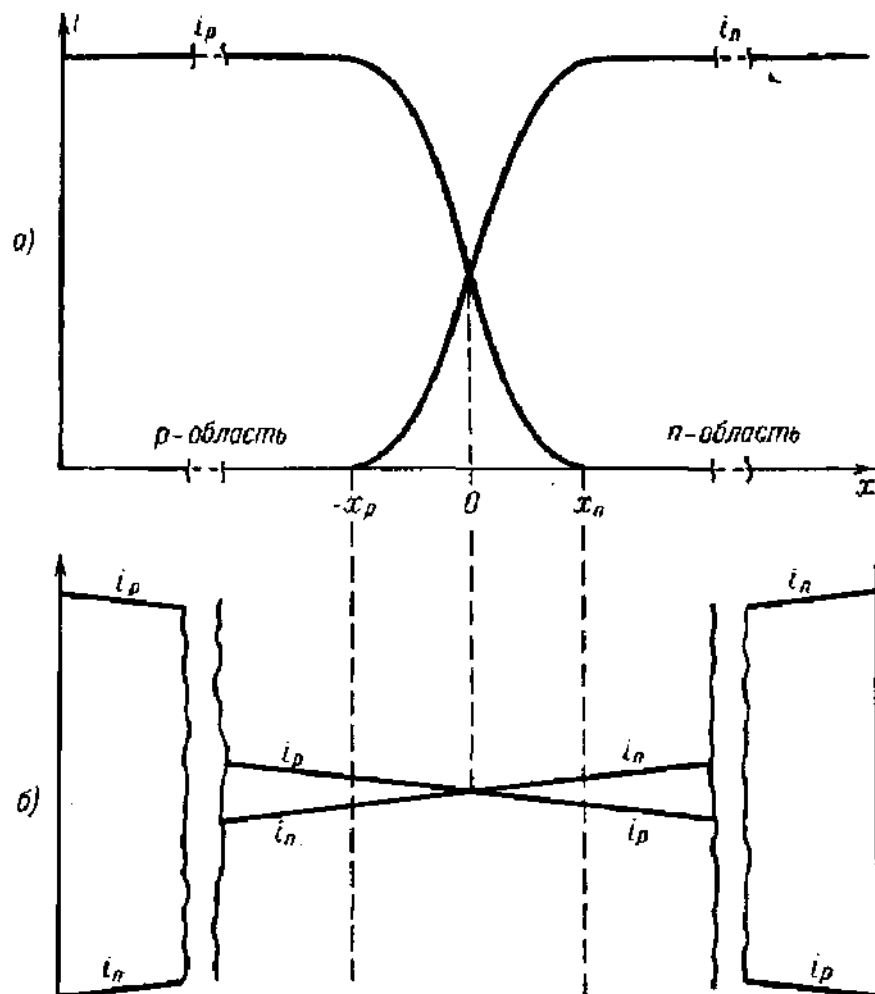


Рис. 522. Схема рождения и рекомбинации дырок в месте дефекта решетки.

движении дырок концентрации  $p_p$  (высокой) в слабом поле, существующем в  $p$ -области. Но концентрация электронов слева от перехода мала и «полевой» ток электронов, следовательно, также много меньше дырочного. Отсюда следует, что электронный ток вблизи  $x = -x_p$ , где он почти равен дырочному току, является диффузионным током, текущим в  $p$ -области под действием градиента концентрации электронов, настолько большого, что диффузионный электронный ток по величине оказывается близким к дырочному «полевому» току, несмотря на то, что здесь  $p \gg n$ . Электронным «полевым» током в  $p$ -области можно, очевидно, ввиду его малости пренебречь и считать электронный ток чисто диффузионным.

Диффузионный электронный ток и концентрация электронов в  $p$ -области уменьшаются с расстоянием от перехода вследствие рекомбинаций. Пусть  $\tau_n$  — средняя продолжительность жизни электронов в  $p$ -области. Это значит, что в  $p$ -области каждый электрон рекомбинирует по истечении в среднем времени  $\tau_n$  и при равновесии между рожденьями и рекомбинациями их число в  $1 \text{ см}^3$  за  $1 \text{ сек}$  равно

$$\nu = \frac{n_p}{\tau_n}, \quad (58.25)$$

где  $n_p$  — концентрация электронов, устанавливающаяся в  $p$ -области в отсутствие тока. Если концентрация электронов  $n$  делается меньше равновесной, то рекомбинирует  $n/\tau_n$  электронов, но рождается по-прежнему  $n_p/\tau_n$ , так как число рождений зависит только от концентрации и свойств рекомбинационных центров и температуры решетки. Следовательно, в отсутствие диффузии изменение концентрации электронов с временем подчиняется уравнению

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{n_p}{\tau_n} - \frac{n}{\tau_n} = \frac{n_p - n}{\tau_n}.$$

Если нет рекомбинаций и рождений, а концентрация изменяется вследствие диффузии, то для одномерной задачи ее можно найти из уравнения диффузии:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2},$$

где  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов. Если оба эффекта, влияющих на концентрацию, существуют одновременно, то

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{n_p - n}{\tau_n}. \quad (58.26)$$

В установившемся состоянии  $\partial n / \partial t = 0$ . Из (58.26) тогда следует:

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = \frac{n - n_p}{D_n \tau_n} = \frac{n - n_p}{L_n^2}, \quad (58.27)$$

где

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}; \quad (58.28a)$$

$L_n$  называют диффузионной длиной электронов. Уравнение (58.27) для дальнейших расчетов удобно записать в виде

$$\frac{d^2}{dx^2} [n(x) - n_p] - \frac{1}{L_n^2} [n(x) - n_p] = 0. \quad (58.29)$$

Решение этого уравнения, соответствующее убыванию концентрации при  $x = -\infty$  до  $n(-\infty) = n_p$ , имеет вид

$$n(x) = n_p + C \exp \left[ \frac{x + x_p}{L_n} \right]. \quad (58.30a)$$

Из (58.30) видно, что  $\ln [n(x)]$  убывает линейно по мере удаления от перехода, пока  $n(x) \gg n_p$ , причем на расстоянии, равном  $L_n$ ,

концентрация  $n(x)$  убывает в  $e = 2,718 \dots$  раза. Этим устанавливается физический смысл диффузионной длины электронов.

Плотность диффузионного электронного тока в точке  $x = -x_p$  равна

$$j_n(-x_p) = -eD_n \left( \frac{dn}{dx} \right)_{x=-x_p} = -\frac{eD_n}{L_n} [n(-x_p) - n_p]. \quad (58.31)$$

Величина  $[n(-x_p) - n_p]$  равна повышению концентрации электронов на границе  $p$ -области. Для расчета вольт-амперной характеристики  $p-n$ -перехода нужно найти ее зависимость от приложенного к переходу напряжения  $U_{\text{внш}}$ . Это можно сделать, используя предположение о низком уровне рекомбинаций в области перехода.

В полупроводнике с незначительной рекомбинацией продолжительность жизни электронов  $\tau_n$  и их диффузионная длина  $L_n$  велики, т. е.  $L_n$  много больше ширины перехода ( $x_n + x_p$ ). Сравним между собой градиенты концентрации электронов в  $p-n$ -переходе и  $p$ -области: в переходе на протяжении ( $x_n + x_p$ ) концентрация падает на несколько порядков, а в  $p$ -области на протяжении гораздо большей длины  $L_n$  она падает только в  $e$  раз. Очевидно, что диффузионный ток электронов должен был бы в огромной степени возрасти при переходе от  $p$ -области к  $p-n$ -переходу, откуда следует, что в переходе существует почти ему равный и противоположно направленный «полевой» ток. В  $p-n$ -переходе в отсутствие внешнего напряжения диффузионный и «полевой» токи полностью компенсируются, в то время как в  $p-n$ -переходе, находящемся под напряжением, они почти компенсируют друг друга. Следовательно, если в первом случае распределение концентрации электронов в точности следует закону Больцмана, то во втором случае бoльцмановское распределение соблюдается приближенно, но с большой точностью. Кривые зависимости потенциала  $U(x)$  и логарифма концентрации  $\ln[n(x)]$  в переходе имеют одинаковую форму, и изменению потенциала в точке  $x = -x_p$  на величину  $U_{\text{внш}}$  соответствует изменение концентрации в  $\exp\left[\frac{eU_{\text{внш}}}{kT}\right]$  раз, причем уменьшению высоты потенциальной ступени (прямое направление) соответствует возрастание концентрации, а увеличению потенциальной ступени (обратное направление) — уменьшение концентрации (см. рис. 523, выполненный только для прямого направления). Этот результат можно записать следующим образом:

$$n(-x_p) = n_p \exp\left[-\frac{eU_{\text{внш}}}{kT}\right], \quad (58.32)$$

причем, как и раньше, обратному напряжению приписывается знак плюс, а прямому — минус. Подставляя это значение  $n(-x_p)$  в (58.30), получим:

$$\begin{aligned} n(-x_p) &= n_p + C \exp\left[\frac{-x_p + x_p}{L_n}\right] = n_p + C; \\ C &= n(-x_p) - n_p = n_p \left[ \exp\left(-\frac{eU_{\text{внш}}}{kT}\right) - 1 \right], \end{aligned}$$

и формула распределения концентрации электронов в  $p$ -области принимает вид

$$n(x) = n_p + n_p \left[ \exp\left(-\frac{eU_{\text{внш}}}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x + x_p}{L_n}\right). \quad (58.30)$$

Плотность электронного тока в точке  $x = -x_p$  по (58.31) равна

$$j_n(-x_p) = \frac{eD_n n_p}{L_n} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{eU_{\text{внш}}}{kT}\right) \right], \quad (58.33)$$

причем обратный ток, как и обратное напряжение, положителен. Полный ток через  $p-n$ -переход

$$j_n = j_n(-x_p) + j_p(-x_p) \approx j_n(-x_p) + j_p(x_n),$$

так как дырочный ток  $j_p$  почти одинаков в точках  $x = -x_p$  и  $x = x_n$ .

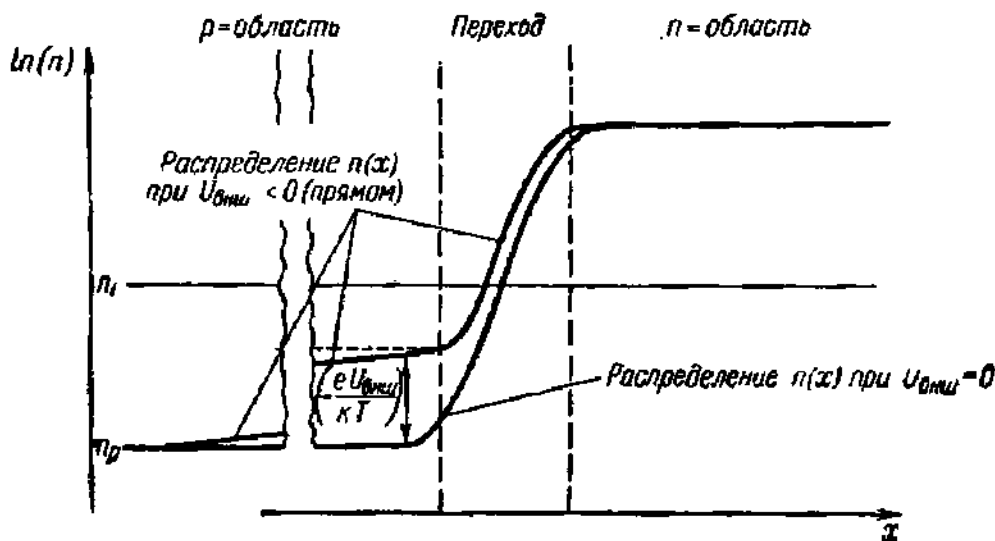


Рис. 523. Распределение концентрации электронов  $n(x)$  в  $p-n$ -переходе и  $p$ -области для прямого напряжения на переходе.

Для сравнения на рисунке показана кривая  $n(x)$  при  $U_{\text{внш}} = 0$ .

Ток  $j_p(x_n)$  можно найти совершенно так же, как был найден ток  $j_n(-x_p)$ . Этот расчет дает

$$j_p(-x_p) \approx j_p(x_n) = \frac{eD_p p_n}{L_p} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{eU_{\text{внш}}}{kT}\right) \right], \quad (58.34)$$

где

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (58.28)$$

— диффузионная длина дырок. Полный ток через переход равен

$$\begin{aligned} j &= e \left( \frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{eU_{\text{внш}}}{kT}\right) \right] = \\ &= j_s \left[ 1 - \exp\left(-\frac{eU_{\text{внш}}}{kT}\right) \right]. \end{aligned} \quad (58.35)$$

Уравнение (58.35) и есть уравнение вольт-амперной характеристики  $p-n$ -перехода. Величина

$$j_s = e \left( \frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right) \quad (58.36)$$

— плотность обратного тока насыщения, так как  $j \rightarrow j_s$  при  $U_{\text{внш}} \rightarrow \infty$ .

Изложенная выше теория показывает, что различие между токами прямого и обратного направлений объясняется различными условиями прохождения диффузионного тока при противоположных знаках напряжения на переходе. В обоих случаях на границах  $p-n$ -перехода создаются концентрации неосновных носителей тока, отличные от концентраций  $p_n$  и  $n_p$  внутри  $n$ - и  $p$ -областей. Но при прямом напряжении на переходе концентрации на границах могут безгранично увеличиваться с ростом  $U_{\text{внш}}$ , в то время как при обратном напряжении понижение концентраций от малых начальных значений  $p_n$  и  $n_p$  имеет естественный предел, а именно концентрацию, равную нулю. Поэтому диффузионные токи в  $p$ - и  $n$ -областях при обратном напряжении протекают при малых градиентах концентрации и, следовательно, они не могут быть велики.

Формула (58.35) хорошо соответствует опыту для  $p-n$ -переходов в Ge, полученных методом вытягивания из расплава. Для  $p-n$ -переходов, полученных сплавлением в кристалл, а также и для  $p-n$ -переходов в других веществах лучше согласуется с опытом уравнение вида

$$j = j_s' \left[ 1 - \exp \left( - \frac{eU_{\text{внш}}}{2kT} \right) \right].$$

Теоретически это уравнение получается для перехода типа  $p-i-n$ , т. е. для перехода с довольно широкой областью собственной проводимости между  $p$ - и  $n$ -полупроводниками. Можно думать, что такие переходы получаются в ряде случаев при сплавлении электродов [Л.8.42, гл. 6].

Используя уравнение Эйнштейна (§ 25), справедливое для носителей тока, подчиняющихся классической статистике:

$$\frac{D}{b} = \frac{kT}{e},$$

и соотношение

$$n_i^2 = np,$$

формуле (58.36) можно придать вид

$$j_s = n_i^2 \sqrt{kTe} \left( \frac{1}{p_p} \sqrt{\frac{b_p}{\tau_p}} + \frac{1}{n_n} \sqrt{\frac{b_n}{\tau_n}} \right). \quad (58.37)$$

Все величины, входящие в формулу (58.37) или (58.36), можно непосредственно измерить или вычислить из опытных данных, и теоретическую характеристику, построенную по уравнению (58.36), можно



сравнить с экспериментальной вольт-амперной характеристикой. Это сделано для одного образца кристалла Ge с  $p-n$ -переходом на рис. 524. Как видно, теория очень хорошо соответствует опыту.

Интересно сравнить выпрямление на  $p-n$ -переходе с выпрямлением на запирающем слое контакта металл—полупроводник. В диодной теории выпрямления была выведена формула (58.8) для плотности тока через контакт металл—полупроводник:

$$j = e \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} n_n e^{-\frac{eU_{\text{кн}}}{kT}} \left[ 1 - e^{-\frac{eU_{\text{внш}}}{kT}} \right] = A \left( 1 - e^{-\frac{eU_{\text{внш}}}{kT}} \right).$$

В этой формуле  $n_n$  — концентрация электронов внутри полупроводника — за пределами запирающего слоя объемных зарядов. В слое

объемных зарядов существует поле, выталкивающее электроны из слоя, с разностью потенциалов  $U_{\text{кн}}$  на границах слоя. Отсюда следует в соответствии с формулой Больцмана, что на границе с металлом концентрация электронов (или дырок в случае дырочного полупроводника) будет

$$n_R = n_n \left[ \exp \left( -\frac{eU_{\text{кн}}}{kT} \right) \right].$$

Чем меньше  $A$ , тем меньше и обратный ток насыщения и тем лучше качество выпрямления контакта металл — полупроводник. Наименьшее значение  $A$ , а значит оптимальное выпрямление, получится, если приравнять концентрацию  $n_R$  минимально возможному для нее значению, а именно положить  $n_R = n_i$ . Кроме того, при оценке порядка величины вполне до-

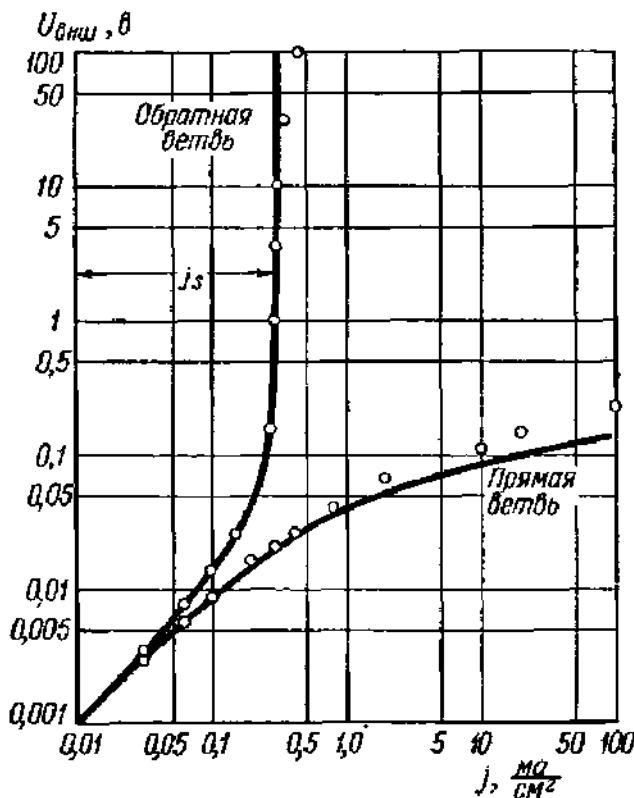


Рис. 524. Вольт-амперная характеристика  $p-n$ -перехода (теоретическая кривая и экспериментальные точки).

пустимо оба слагаемых в формуле (58.36) считать равными между собой. Отсюда для отношения обратных токов насыщения контакта металл — полупроводник и  $n-p$ -перехода получим:

$$\frac{[j_s]_{\text{м-пп}}}{[j_s]_{\text{п-р-перех}}} = \frac{1}{\sqrt{8\pi}} \frac{n_n}{n_i} \sqrt{\frac{e}{m} \frac{\tau_n}{b_n}}. \quad (58.38)$$

Для Ge, применяемого в выпрямителях, можно принять  $b_n = 3500 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ ,  $\tau_n = 100 \text{ мксек}$ ,  $n_n = 10^{16} \text{ 1/см}^3$ ,  $n_i = 10^{13} \text{ 1/см}^3$ .

Тогда отношение токов, вычисленное по (58.38), будет равно  $1,4 \cdot 10^6$ . Обратный ток выпрямителя с  $p$  —  $n$ -переходом, таким образом, много меньше обратного тока контакта металл — полупроводник, и качество выпрямления соответственно лучше.

Несимметричный  $p$  —  $n$ -переход, т. е. переход между  $n$ - и  $p$ -областями, для которых или  $n_A > n_D$  или  $n_A < n_D$ , отличаются от рассмотренного выше симметричного перехода тем, что составляющие тока через переход  $J_p$  и  $J_n$  могут быть очень неравными. Если, например,  $n_A \gg n_D$  и, следовательно,  $p_p \gg n_n$ , то прямой ток через переход будет почти полностью дырочным. Можно сказать, что такой несимметричный  $n$  —  $p$ -переход действует как эмиттер дырок в  $n$ -область. При  $n_A \ll n_D$  и  $p_p \ll n_n$  переход действует как эмиттер электронов в  $p$ -область.

Уравнения вольт-амперных характеристик контакта металл — полупроводник (58.8) и (58.9) и  $n$  —  $p$ -перехода (58.35) дают практически одинаковую зависимость тока от приложенного напряжения. Та же зависимость получается и для физически сходного с  $n$  —  $p$ -переходом контакта двух химически различных полупроводников с противоположными механизмами проводимости. Кроме того, сжатие и расширение запирающего слоя и связанное с этим изменение емкости выпрямителя протекают во всех случаях качественно одинаково. Отсюда следует, что для относительно сложных слоев, образующихся вблизи металлических электродов, атомы которых могут диффундировать в полупроводник, изменяя его электрические свойства, нельзя сделать однозначного заключения о природе запирающего слоя на основании измерения вольт-амперной характеристики и емкости. Результаты измерений качественно объясняются как теорией выпрямления на запирающем слое контакта металл — полупроводник, так и теорией выпрямления на запирающем слое контакта электронного и дырочного полупроводников.

Еще сравнительно недавно свойства твердых выпрямителей и вентильных фотоэлементов всегда интерпретировали на основании теории контакта металл — полупроводник [Л.8.3; Л.7.1; Л.8.20]. Однако в последнее время большинство исследователей, работающих в области полупроводниковой техники, склоняется к мнению, что во всех технических выпрямителях решающим является образование запирающего слоя вблизи границы между электронным и дырочным полупроводниками. Эта мысль была высказана Б. И. Давыдовым еще в 1938 г. С этой точки зрения эмпирически установленные строгие требования к составу электродов выпрямителей и сложная технология их производства имеют своей целью только получение запирающего слоя между полупроводниками с разными типами проводимости, сохраняющего свои свойства в течение эксплуатации выпрямителя. Это не означает, конечно, что невозможно выпрямление на контакте металл — полупроводник, рассмотренное в начале настоящего параграфа. В случае же  $p$  —  $n$ -перехода, лежащего в глубине монокристалла, экспериментальная характеристика которого не только качественно,

но и количественно совпадает с теоретической, никакой неопределенности в отношении физической природы запирающего слоя, конечно, не возникает.

**6. Омический контакт металлов и полупроводников.** В полупроводниковой электронике часто бывает нужно осуществить между металлом и полупроводником контакт, через который носители тока в обоих направлениях проходили одинаково легко. Такой контакт называют омическим. Падение напряжения на омическом контакте не зависит от направления тока, и он, очевидно, не обладает выпрямляющим действием.

Выше было найдено, что запирающий слой в полупроводнике вблизи его контакта с металлом образуется, если  $\Phi_m > \Phi_{пп}$  (электронный полупроводник) или  $\Phi_m < \Phi_{пп}$  (дырочный полупроводник). Если эти условия нарушаются, то запирающий слой не возникает и контакт является омическим.

Рассмотрим, например, контакт между металлом и электронным полупроводником при условии, что  $\Phi_m < \Phi_{пп}$  (рис. 525, а). При соприкосновении электроны переходят из металла в полупроводник, пока не сравняются их уровни Ферми (рис. 525, б). Заряд полупроводника, здесь отрицательный, расположится на его поверхности, так как в зоне проводимости полупроводника очень много свободных уровней и перешедшие из металла электроны могут на них разместиться в пределах очень тонкого приповерхностного слоя, в отличие от случая  $\Phi_m > \Phi_{пп}$ , где заряд, положительный в полупроводнике, состоящий из ионизированных доноров, занимает относительно большой объем, так как доноры неподвижны и концентрация их ограничена (ср. рис. 512). Слой повышенного сопротивления, обедненный носителями тока, в рассматриваемом случае не возникает. Внешнее напряжение будет падать на всей толще полупроводника и границы зон в нем в зависимости от знака  $U_{внш}$  примут вид, изображенный на рис. 525, в и г. Легко видеть, что электроны могут легко проходить через контакт в обоих направлениях. Сходным образом можно убедиться, что контакт будет омическим, если в случае дырочного полупроводника  $\Phi_m > \Phi_{пп}$ .

Если почему-либо нет возможности применить для электрода металл с надлежащей работой выхода, то можно поступить иначе, а именно создать такие условия, при которых запирающий слой будет очень плохо выпрямлять. Для этого нужно, чтобы был велик обратный ток, т. е., как видно из формулы (58.37), учитывающей как электронный, так и дырочный токи, достаточно, чтобы в области слоя были достаточно малы продолжительность жизни носителей тока  $\tau_n$  и  $\tau_p$ . Как показывает опыт, надлежащая обработка поверхности Ge, например, с помощью пескоструйного аппарата или шлифовки создает благоприятные условия для рекомбинации и, значит, для уменьшения  $\tau_n$  и  $\tau_p$ . Проходит это благодаря тому, что при обработке в приповерхностном слое кристалла создается множество микротрещин и

монокристалл превращается по существу в мозаику микрокристаллов. Многочисленные дефекты решетки и создают благоприятные условия для рекомбинации\*). Если обработанную поверхность спаять с металлом или металлизировать электролитически, то получится омический

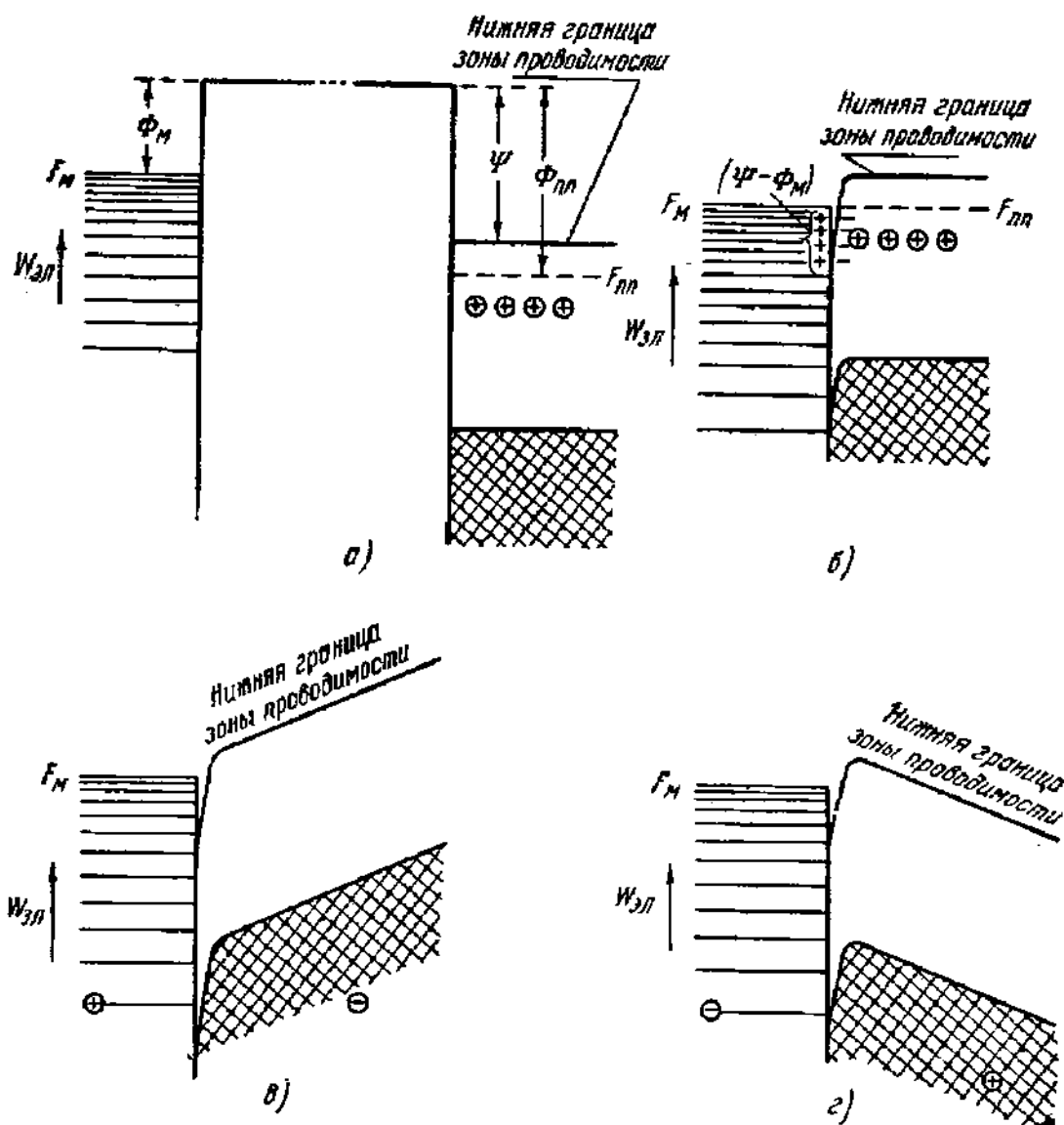


Рис. 525. Контакт между металлом и электронным полупроводником при  $\Phi_M < \Phi_{np}$ . Границы зон:

а — до контакта; б — равновесное состояние после контакта; в и г — под напряжением разных знаков.

контакт, так как и внутри металла продолжительность жизни электронов и дырок очень мала из-за очень большой плотности носителей тока. При этом во избежание эффектов, свойственных точечным контактам (см. ниже § 64), следует по возможности увеличивать поверхность контакта. Если металл образует сплав с полупроводником,

\*) См. Вальц, ВРТ, № 2, 1956 г.

то при его припайке образуется постепенный переход от чистого металла к чистому полупроводнику. Такой контакт также часто оказывается омическим (например, золотой электрод, припаянный к *p*-германию).

При изготовлении омических контактов следует избегать металлов, атомы которых, диффундируя в полупроводник, могут служить донорами и акцепторами, так как в этом случае может образоваться *p* — *n*-переход внутри полупроводника. Для Ge и Si хорошие результаты дают олово и свинец; часто применяют латунь, хотя содержащаяся в ней медь может при благоприятных для диффузии условиях действовать как акцепторная примесь в Ge.

**7. Численные значения параметров Ge и Si.** Величины  $L_n$  и  $L_p$ , наряду с  $b_n$ ,  $b_p$ ,  $\tau_n$ ,  $\tau_p$ ,  $D_n$ ,  $D_p$ , можно считать параметрами, характеризующими полупроводник. Они связаны между собой соотношениями (58.28а,б) и формулой Эйнштейна, так что из опыта достаточно найти два из них; чаще всего  $b$  и  $L$ .

Как уже было отмечено выше (§ 13), подвижность электронов и дырок зависит от температуры и концентрации дефектов и их характера. В сильных полях обнаруживается и зависимость подвижностей от напряженности поля. От концентрации дефектов решетки и их характера должна, очевидно, в сильной степени зависеть продолжительность жизни электронов и дырок. От рекомбинаций внутри кристалла зависит так называемая объемная продолжительность жизни. Но рекомбинации могут, и притом особенно легко, происходить на поверхности кристалла. Следовательно, средняя продолжительность жизни в данном кристалле зависит от его объема и формы, а также от направления потоков носителей тока.

Из сказанного следует, что в Ge и Si параметры  $b$  и  $D$  и особенно  $\tau$  и  $L$  для электронов и дырок могут иметь очень различные значения. (Сводку данных см. [Л.8.43 вып. 17; Л.8.37].) Для кристаллов с относительно небольшим числом дефектов и высоким удельным сопротивлением (для Ge большим примерно  $1 \text{ ом}\cdot\text{см}$ ) при комнатной температуре типичны следующие значения параметров  $b$  и  $D$ :

( $b$  — в  $\text{см}^2/\text{сек}\cdot\text{в}$ ;  $D$  — в  $\text{см}^2/\text{сек}$ )

	$b_n$	$D_n$	$b_p$	$D_p$
Ge	3900	93	1900	44
Si	1350	30	500	6,5

Объемная продолжительность жизни для Ge с удельным сопротивлением, равным  $5 \text{ ом}\cdot\text{см}$ , составляет около  $100 \text{ мксек}$  и соответственно  $L$  — величина порядка  $1 \text{ мм}$  (для электронов и дырок). Для более чистых кристаллов германия  $\tau$  может достигать  $1000 \text{ мксек}$ . В кристаллах с большим числом дефектов (примесные атомы, микротрещины)  $\tau$  уменьшается и может упасть до  $1 \text{ мксек}$ .

## § 59. Полупроводниковые выпрямители

Физическая теория выпрямления тока на контакте между металлом и полупроводником и на контакте между двумя полупроводниками была изложена в предыдущем параграфе. В настоящем параграфе описываются конструкции и свойства пластинчатых селеновых, меднозакисных и сернистомедных выпрямителей (вентилей), широко применяемых в технике низких частот уже в течение многих лет, а также сравнительно недавно появившихся выпрямителей с  $p-n$ -переходами в Si и Ge (плоскостных полупроводниковых диодов).

**1. Пластинчатые выпрямители.** Применяемые в источниках питания и измерительных приборах пластинчатые выпрямители состоят из комплектов, собранных из отдельных выпрямительных элементов, соединенных последовательно в группы. Каждый элемент состоит из слоя полупроводника, иногда довольно большой площади, заключенного между двумя металлическими плоскими электродами (пластинами).

На рис. 526 изображены разрезы трех наиболее распространенных выпрямителей — меднозакисного (рис. 526, а), селенового (рис. 526, б) и сернистомедного (рис. 526, в). Применяемая в отечественной промышленности технология всех трех типов пластинчатых выпрямителей была разработана советскими исследователями, видное место среди которых занимали сотрудники Ленинградского физико-технического института (А. Ф. Иоффе, В. Г. Комар, Б. В. Курчатов, Ю. А. Дунаев и др.).

Целью технологической обработки выпрямителя является получение запирающего слоя, обладающего хорошими выпрямляющими свойствами и сохраняющего эти свойства во время эксплуатации выпрямителя. Как уже отмечалось выше, в настоящее время нет полной ясности в отношении природы запирающего слоя технических выпрямителей. На рис. 527 для меднозакисного выпрямителя представлены обе возможные структуры. При прогреве закиси меди в атмосфере в ней появляются примесные атомы кислорода и она приобретает дырочную проводимость. Предполагая, что тонкий ее слой на границе с медью лишен примесного кислорода, мы приходим к структуре, изображенной на рис. 527, а. Беспримесная закись меди  $Cu_2O$  образует химический запирающий слой на контакте медь—закись меди. Эта структура меднозакисного выпрямителя еще совсем недавно считалась наиболее вероятной.

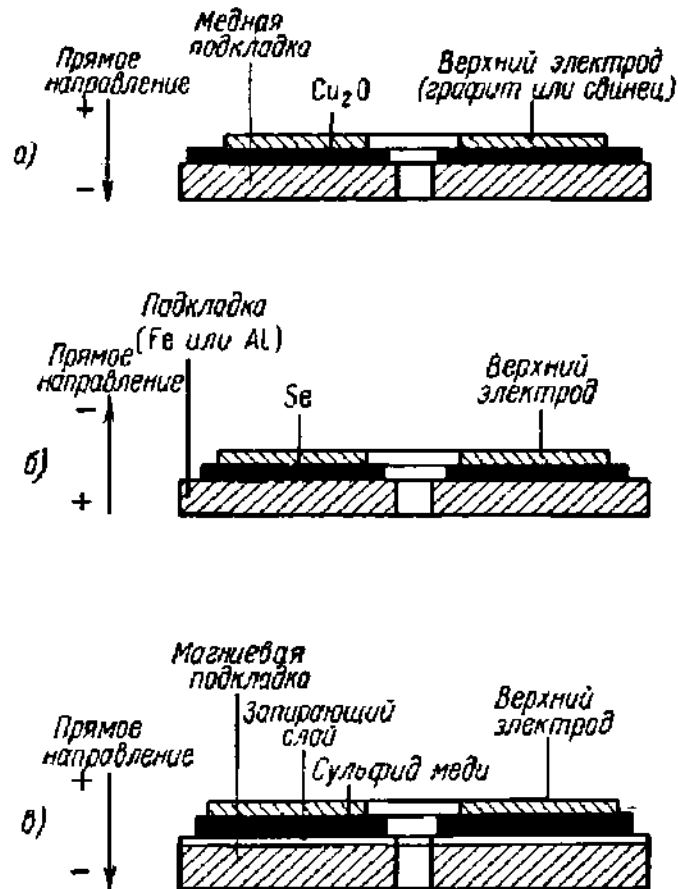


Рис. 526. Структура пластинчатых выпрямителей.

а — меднозакисного; б — селенового; в — сернистомедного. На рис. в запирающий слой между магниевой подкладкой и полупроводником может быть искусственным (слой лака).

Если же имеет место диффузия атомов  $\text{Cu}$  в закись меди  $\text{Cu}_2\text{O}$ , то образуется слой  $\text{Cu}_2\text{O} + \text{Cu}$  с примесными атомами меди, имеющей электронную проводимость и, значит, на его границе с дырочной закисью меди  $\text{Cu}_2\text{O} + \text{O}$  образуется запирающий слой (рис. 527, б). В селеновом выпрямителе (рис. 526, б) верхним электродом служит слой сплава, всегда содержащего кадмий (кроме  $\text{Cd}$  в него могут входить  $\text{Sn}$ ,  $\text{Pb}$ ,  $\text{Bi}$ ), и при обработке над слоем селена, имеющего дырочную проводимость, образуется слой селенистого кадмия

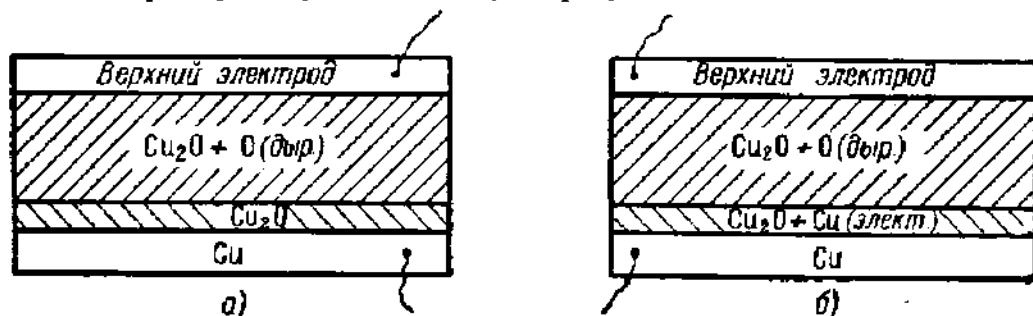


Рис. 527. Две возможные структуры меднозакисного выпрямителя.

толщиной порядка  $10^{-5}$  см с электронной проводимостью. Таким образом, в селеновом выпрямителе существует запирающий слой на границе полупроводников с противоположными механизмами проводимости. Слой селенистого кадмия образуется во время электрической формовки; формовкой называют необходимый для селенового выпрямителя процесс пропускания через него в течение длительного времени сильного тока обратного направления, после чего выпрямитель приобретает достаточно большое сопротивление обратному току и начинает хорошо выпрямлять. Легко видеть, что ток обратного направления способствует электролитическому проникновению атомов  $\text{Cd}$  в глубь селена и образованию слоя селенистого кадмия. Формовка необходима и для сернистомедных выпрямителей, однако меднозакисные в ней не нуждаются.

Технология изготовления пластинчатых выпрямителей, применяемая в промышленности различных стран, не одинакова. Например, контактная шайба сульфидного выпрямителя (рис. 526, в — верхний электрод) может быть графитовая или свинцовая, покрытая слоем кадмия; запирающий слой может быть слоем лака или просто пленкой окиси  $\text{Mg}$  и т. д. Общими для всех применяемых технологических методов являются строгие требования к чистоте исходных материалов и сильное влияние даже небольших примесей некоторых элементов, например таллия, в электродах селеновых выпрямителей. Это обстоятельство существенно, как известно, для всех почти полупроводниковых приборов и уже неоднократно отмечалось. Этими замечаниями о технологии изготовления выпрямителей мы ограничимся. (Описание технологии см. [Л.7.1, т. 1; Л.8.3; Л.2.21; Л.8.4].)

В любой выпрямительной схеме при прохождении тока обратного направления на выпрямляющий элемент схемы оказывается поданным большое напряжение, сосредоточенное на его запирающем слое, имеющем высокое сопротивление. Запирающий слой пластинчатых выпрямителей, однако, не может выдерживать больших напряжений вследствие возникновения в нем местных перегревов, переходящих в пробой. Меднозакисные выпрямители при длительной нагрузке выдерживают 8—10 в на выпрямительный элемент, селеновые на подкладке из  $\text{Fe}$  20—25 в, на подкладке из  $\text{Al}$  30—36 в и сернистомедные, которые зато позволяют получать наибольшую плотность выпрямительного тока, всего 4—5 в. Поэтому почти всегда применяют группы последовательно соединенных выпрямительных элементов. Каждый элемент представляет собой плоскую шайбу, чаще всего просверленную посередине, состоящую из двух электродов со слоем полупроводника между ними (рис. 528, а); такие шайбы удобно собирать в столбики на общем изолированном стержне вместе с пружинящими контактными шайбами (рис. 528, б).

Таким способом составляются группы селеновых и меднозакисных выпрямителей. Столбики из сернистомедных выпрямительных элементов имеют несколько иную конструкцию. Выступающие края контактных шайб, размеры которых бывают обычно больше размеров выпрямительных элементов, действуют как радиаторы и уменьшают опасность перегрева, к которым выпрямители, как и все другие полупроводниковые приборы, очень чувствительны. От площади выпрямительного элемента зависит максимальная величина выпрямленного тока. Промышленность изготавливает выпрямители всех трех типов и различных размеров. Технические данные выпрямителей отечественного производства можно найти в справочной литературе (см. также [Л. 7.1, т. 1, гл. 2]). Здесь мы отметим только, что в настоящее время существуют полупроводниковые выпрямители, рассчитанные как на низкие напряжения и очень сильные токи (например, 6 в,  $1,5 \cdot 10^5$  а), так и на высокие напряжения и относительно слабые токи ( $10^5$  в токи, равные десятым долям ампера). Кроме этих крайних случаев существуют, конечно, и всевозможные промежуточные.

Нетребовательность к уходу, долговечность (десятки тысяч часов как минимум) и хороший кпд обеспечили полупроводниковым пластинчатым выпрямителям очень широкую область применения. Очень удобны, в частности, небольшие переносные выпрямители для питания радиоизмерительных схем, совершенно вытеснившие из лабораторной практики аккумуляторные батареи.

На рис. 529 изображены типичные статические вольт-амперные характеристики меднозакисного и селенового выпрямителей, причем масштабы прямого и обратного участков характеристики выбраны разными для того, чтобы можно было построить всю характеристику на одном чертеже. Зависимость сопротивления выпрямителя от напряжения была воспроизведена на рис. 516 предыдущего параграфа (селеновый выпрямитель). Сопротивление других выпрямителей в зависимости от напряжения меняется сходным образом. Вольт-амперные характеристики хорошо согласуются с теоретическими кривыми, приведенными в предшествовавшем параграфе. Характеристики выпрямителей заметно зависят от температуры.

Для технических расчетов выпрямителей можно пользоваться как экспериментальными характеристиками, так и эмпирическими формулами. С достаточной точностью и в виде, удобном для расчетов (где задаются обычно плотность прямого тока  $j_0$  и допустимое обратное напряжение  $U_{обр}$ ), характеристики можно представить формулами, предложенными В. Г. Комаром:

$$U_a = a_1 j_a^{a_1}, \quad j_{обр} = a_2 U_{обр}^{a_2}$$

где  $a_1, a_2, a_1, a_2$  — постоянные коэффициенты, определенные опытным путем для выпрямителей, выпускаемых промышленностью. (Значения их для выпрямителей разных типов см. [Л. 7.1, т. 1].)

Характеристики выпрямителя в процессе его работы обнаруживают некоторое непостоянство, носящее довольно сложный и различный у разных выпрямителей характер. Статические характеристики, приведенные на рис. 529,

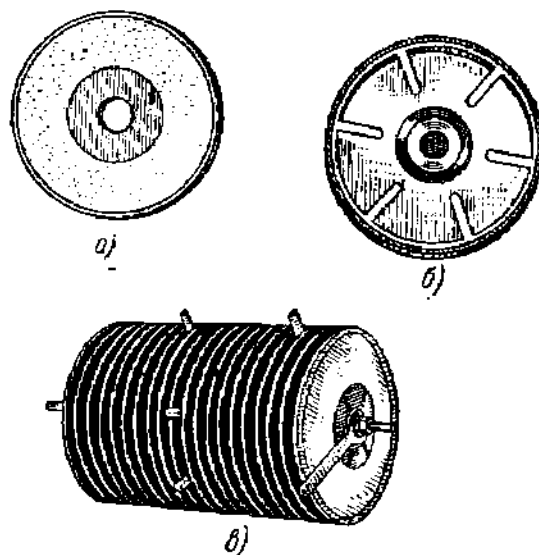


Рис. 528. Селеновый выпрямитель.

а — металлическая подкладка со слоем полупроводника; б — контактная шайба; в — собранный столбик.



дают значения, измеренные сразу же после установления стрелки прибора, — это «мгновенные» характеристики, при измерении которых напряжение подается на минимальное, необходимое для отсчета показаний прибора время.

Если же выпрямители все время остаются под напряжением, то сила тока меняется, приближаясь иногда довольно медленно к предельному значению.

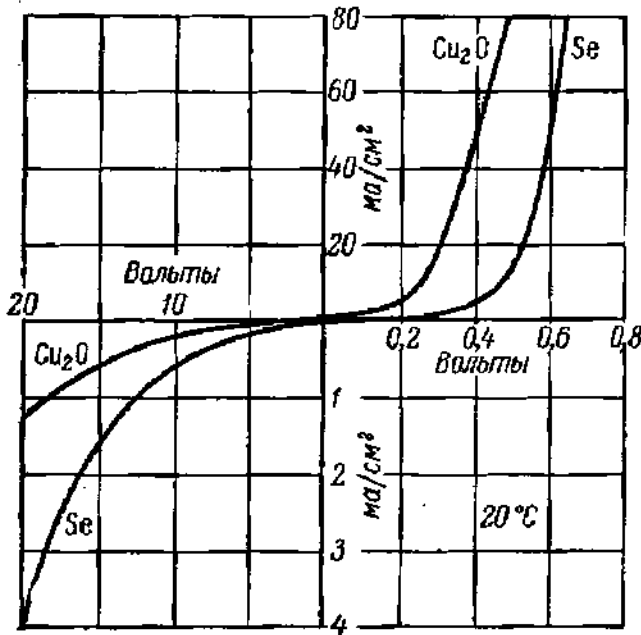


Рис. 529. Характеристики выпрямителей.

Это явление носит название ползучести тока. Ползучесть проявляется неодинаково у разных выпрямителей: так, у меднозакисных выпрямителей в прямом направлении ползучести нет, а в обратном направлении с течением времени ток возрастает (положительная ползучесть), а в селеновых выпрямителях ползучесть наблюдается и в прямом направлении; в селеновых выпрямителях ползучесть может менять знак.

Существенно, что изменения, проявляющиеся в ползучести, обратимы — они исчезают через некоторое время после снятия напряжения, и тогда можно получить опять прежнюю мгновенную характеристику. В динамическом режиме вследствие ползучести на характеристиках появляются гистерезисные петли. Помимо обратимых изменений в выпрямителе,

приводящих к ползучести и гистерезису, при длительной работе появляются и необратимые изменения — так называемое старение. Характерное изменение при старении — это рост прямого сопротивления и уменьшение обратного сопротивления; при этом, конечно, качество выпрямителя ухудшается.

Для меднозакисных выпрямителей зависимость прямого и обратного сопротивлений от времени (при постоянной нагрузке и температуре выпрямителя) изображена на рис. 530. Как видно, за период быстрого старения следует период, в течение которого оба сопротивления меняются очень медленно. Поэтому на заводах-изготовителях выпрямители проходят искусственное старение в условиях повышенной температуры, поступают к потребителю уже в относительно стабильном состоянии. Например, меднозакисные выпрямители, предназначенные для работы в измерительных приборах, выдерживают при 90° С в течение нескольких месяцев. В других случаях, где к стабильности не предъявляются столь высокие требования, процесс старения заканчивается в течение одного дня.

Явления ползучести и старения и процесс электрической формовки выпрямителей изучались главным образом экспериментально, и физическая их

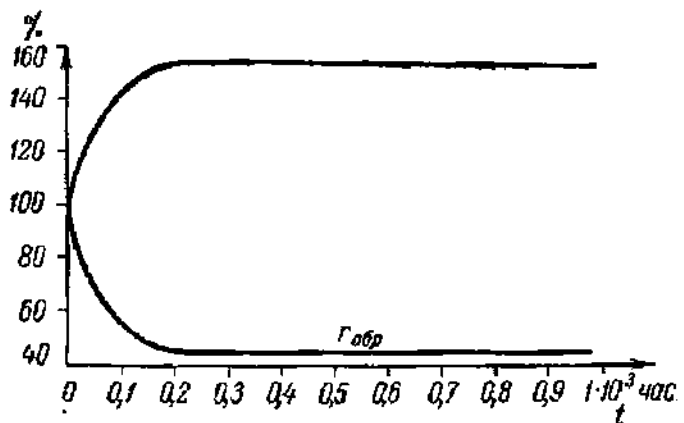


Рис. 530. Кривые старения меднозакисного выпрямителя.

природа еще не вполне выяснена. Можно сопоставить эти явления в выпрямителях с такими явлениями в оксидном полупроводниковом катоде, как обратимое самоотравление анодным током, непрерывное и необратимое ухудшение свойств оксидного катода вследствие испарения бария и образования прослойки и, наконец, электродлитическое активирование анодным током. Все эти явления в оксидном катоде связаны с перемещением и перераспределением примесных атомов свободного бария. Можно думать, что причиной ползучести и старения являются изменения в запиорном слое, связанные с перемещением примесных центров (донорных или акцепторных атомов), неблагоприятные в случае старения. Наоборот, в процессе электрической формовки эмпирически был найден способ воздействия на примесные атомы в выгодном направлении. Понятно поэтому, что ползучесть и старение выпрямителей, как это показывает опыт, в сильной степени зависят от состава примесей в полупроводнике и в металлическом электроде, на контакте с которым образуется запиорный слой.

Срок службы полупроводникового выпрямителя может быть очень велик, и иногда в литературе встречаются утверждения, что, например, селеновые выпрямители могут служить неопределенно долго. Это означает, что старение развивается очень медленно. Выход выпрямителя из строя может последовать вследствие неправильного температурного режима или вследствие пробоя. Предельной температурой для меднозакисных выпрямителей считается 45—50°C, селеновых 70—75°C, сернистомедных 75—100°C. Превышение допустимой температуры приводит к убыстрению старения, росту сопротивления и уменьшению КПД выпрямителя. (Под КПД выпрямителя подразумевается отношение мощности выпрямленного тока к потребляемой им мощности переменного тока.)

Пробой выпрямителя возникает при превышении допустимого обратного напряжения. При этом увеличивается обратный ток, вследствие некоторой неоднородности полупроводникового слоя в нем возникают местные перегревания и он расплавляется. Возможно, что на тепловой пробой накладывается и электрический пробой, т. е. лавинообразное нарастание тока в перегретых местах. Роль местных нагревов убедительно доказывает тот факт, что при импульсных напряжениях, когда выпрямитель не прогревается, прочность его на пробой оказывается много выше, чем при подаче постоянного напряжения. Пробой полупроводника обычно его разрушает, иногда при пробое плавится металл и выпрямитель окончательно выходит из строя. Существенно поэтому иметь выпрямители, выдерживающие большие обратные напряжения. Можно повысить допустимое обратное напряжение, нанося на поверхность полупроводника искусственный запиорный слой — тонкий слой изолятора, подобно тому как это было сделано в опытах Жузе. Этим путем удастся увеличить допустимое обратное напряжение селеновых выпрямителей примерно в два раза.

**2. Германиевые и кремниевые выпрямители с  $p-n$ -переходами.** Наилучшие результаты по стойкости к обратному напряжению дают германиевые и кремниевые выпрямители с  $p-n$ -переходами, которые обычно называют плоскостными диодами. Кремниевые плоскостные диоды в настоящее время еще только начинают переходить в стадию промышленного освоения, и в технике применяются почти исключительно плоскостные диоды из Ge. Это связано с тем, что необходимый в качестве исходного материала чистый Ge получить легче, чем более тугоплавкий Si.

Сначала остановимся коротко на методах получения монокристаллов Ge с  $p-n$ -переходами, применяемых при изготовлении диодов (эти же методы применимы и при изготовлении некоторых типов триодов).

а) В настоящее время очень хорошо разработана техника выращивания монокристаллов из расплава (метод вытягивания). По этому методу небольшой кристаллик — затравка приводится в соприкосновение с поверхностью расплава и затем медленно от нее отодвигается, причем на затравке, по мере ее вытягивания, нарастает монокристалл. Скорость роста монокристалла зави-

сит от скорости вытягивания. Если в расплаве Ge имеется примесь донорных атомов, то они перейдут и в кристалл, который приобретет электронную проводимость. Из расплава с акцепторной примесью вырастает кристалл с дырочной проводимостью. Этим можно воспользоваться для выращивания кристалла с  $n-p$ -переходом.

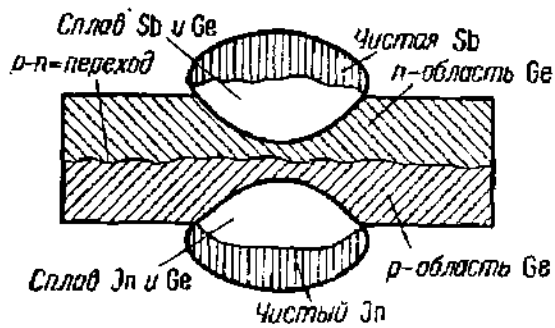


Рис. 531. Структура германиевого выпрямителя с вылавленными контактами из In и Sb.

При этом нет нужды сменять расплав при переходе от выращивания  $n$ -области к выращиванию  $p$ -области. Если в расплаве одновременно присутствуют донорные и акцепторные примеси, например Sb и In, то они переходят в кристалл в неодинаковых количествах. Медленно растущий кристалл забирает из расплава главным образом акцепторные атомы и образуется  $p$ -область, а быстро растущий кристалл поглощает донорные атомы и при этом, следовательно,

выращивается  $n$ -область. Варьируя скорость роста кристалла, можно попеременно выращивать  $n$ - и  $p$ -области любой толщины.

б) На поверхность чистого монокристалла Ge, вырезанного в форме тонкой пластинки, наносят с противоположных сторон слои акцепторного и

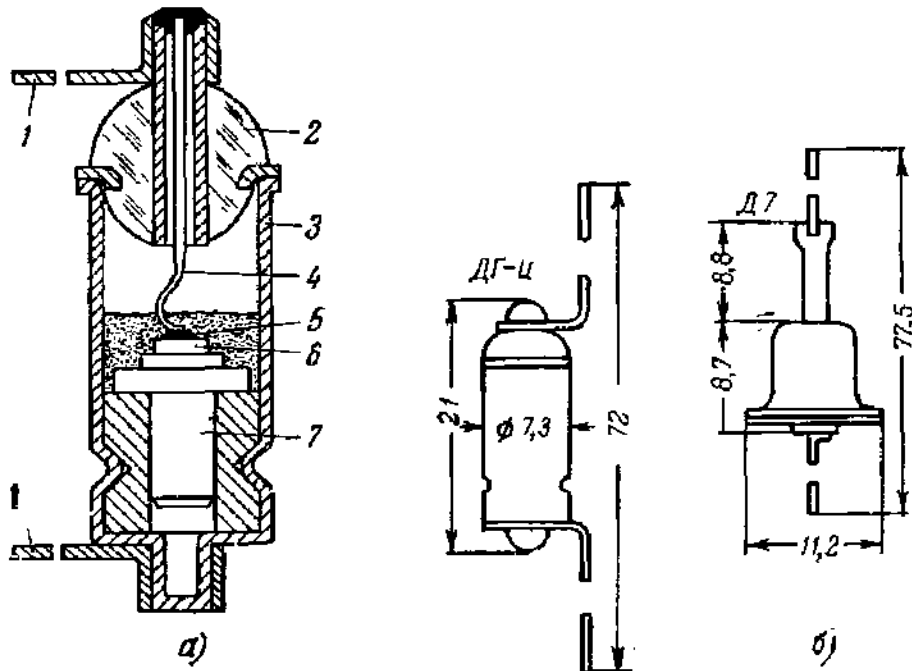


Рис. 532. а — разрез плоскостного германиевого диода типа ДГ-Ц (1 — выводы, 2 — стеклянный изолятор, 3 — корпус, 4 — токоподводящий провод, 5 — индиевый электрод; 6 — германий, 7 — электрод с омическим контактом); б — размеры диода ДГ-Ц и диода Д7, отличающегося от ДГ-Ц цельносварной металлической оболочкой.

донорного металлов, например In и Sb. Выбор металла определяется, кроме способности давать донорные или акцепторные примеси, еще и его механическими и термическими свойствами, так как после затвердевания в Ge не должно быть механических напряжений, которые могут привести к образованию трещин. Атомы этих металлов при длительном нагревании хорошо диф-

фундируют в глубь Ge, образуя *p*-область вблизи электрода из In и *n*-область вблизи электрода из Sb. Посередине кристалла, таким образом, получается *p-n*-переход. Контакт Ge с In называется акцепторным, контакт Ge с Sb — донорным. Донорные и акцепторные контакты с Ge образуют и другие металлы третьей и пятой групп таблицы Менделеева. Изготавливая по этому методу мощные выпрямители, в кристалл Ge впаляют массивные куски металла, служащие донорным и акцепторным электродами (рис. 531). При впавлении получается лучший отвод тепла от *p-n*-перехода и повышается допустимая рассеиваемая мощность. Между чистым металлом и Ge с электронной и дырочной проводимостью образуются слои, сильно насыщенные металлом, в которых происходит интенсивная рекомбинация, так что выпрямления здесь не происходит.

Промышленные типы германиевых диодов разделяются на два класса: плоскостные диоды, применяемые для выпрямления токов низкой частоты (силовые диоды), и диоды с точечными контактами, применяемые главным образом для детектирования высокочастотных токов. Последние будут описаны в § 64.

Конструкция плоскостного диода отечественного производства (типа ДГ-Ц и Д7) и габаритный чертеж, показывающий размеры этих двух типов диодов, даны на рис. 532. Вольт-амперные характеристики имеют вид, обычный для *p-n*-перехода (рис. 524) и мало отличающийся от вида характеристик пластинчатых выпрямителей старых типов. Но максимальное обратное напряжение для германиевых диодов достигает нескольких сотен вольт, как это видно из табл. 9, в которой сведены данные о диодах ДГ-Ц. Это позволяет в большинстве случаев обходиться без соединения выпрямительных элементов в последовательные группы. Отношение прямого тока к обратному при равных значениях напряжений для германиевых диодов больше, чем для пластинчатых выпрямителей старых типов, и качество выпрямления соответственно лучше.

Таблица 9

Параметры плоскостных германиевых диодов ДГ-Ц

Обозначения диода	Электрические данные при температуре $20 \pm 5^\circ\text{C}$					Предельно допустимые эксплуатационные данные		
	Выпрямленный ток [мА]	Прямой ток		Обратный ток		Пробивное напряжение [в]	Наибольшая амплитуда обратного напряжения [в]	Кратковременный ток через диод [а]
		при напряжении [в]	не менее [мА]	при обратном напряжении [в]	не более [мА]			
ДГ-Ц 21	300	0,5	300	50	0,5	75	50	25
ДГ-Ц 22	300	0,5	300	100	0,5	150	100	25
ДГ-Ц 23	300	0,5	300	150	0,5	225	150	25
ДГ-Ц 24	300	0,5	300	200	0,5	300	200	25
ДГ-Ц 25	100	0,3	100	300	0,3	450	300	25
ДГ-Ц 26	100	0,3	100	350	0,3	525	350	25
ДГ-Ц 27	100	0,3	100	400	0,3	600	400	25

Вольт-амперные характеристики плоскостных диодов близки к характеристике *p-n*-перехода, если только падение напряжения в толще кристалла и токи утечки между выводами диода невелики. При больших запирающих напряжениях на характеристиках диода существует резкий загиб, т. е. обратный ток

резко возрастает. Это объясняется тем, что в области  $p-n$ -перехода при больших обратных напряжениях начинается ударная ионизация и количество носителей тока сильно возрастает. Это состояние перехода, часто предшествующее электрическому пробою, напоминает лавинный разряд в газах.

При увеличении температуры окружающей среды и нагрузки допустимое обратное напряжение снижается довольно быстро. Например, для диода ДГЦ-27 при  $t = 20^\circ\text{C}$  и нагрузке  $100\text{ ма}$   $(U_{\text{обр}})_{\text{max}} \approx 400\text{ в}$ , но при  $t = 70^\circ\text{C}$  и той же нагрузке  $(U_{\text{обр}})_{\text{max}} \approx 125\text{ в}$ , а при температуре  $70^\circ\text{C}$  и нагрузке  $200\text{ ма}$   $(U_{\text{обр}})_{\text{max}}$  менее  $30\text{ в}$ . Зависимость от нагрузки связана с тем, что температура диода зависит не только от температуры среды, но от тока через него. Поэтому можно увеличить предельное значение тока через диод ДГ-Ц до  $1-1,5\text{ а}$ , если улучшить его охлаждение.

В литературе есть сведения о разработке германиевых выпрямителей с вплавленными электродами, допускающих плотность тока до  $1000\text{ а/см}^2$  и дающих мощность выпрямленного тока порядка нескольких киловатт. В СССР такие выпрямители разработаны в Ленинградском физико-техническом институте и в ВЭИ. Эти выпрямители отличаются очень небольшими размерами. Падение напряжения на германиевых выпрямителях при пропускании прямого тока очень мало (десятые доли вольта), так что они в этом отношении заметно превосходят вакуумные электронные и ионные выпрямители и не уступают машинам постоянного тока. При увеличении частоты выпрямление ухудшается. При  $8-10\text{ кгц}$  уже заметно уменьшается КПД выпрямителя, но еще при  $100\text{ кгц}$  КПД составляет  $50-60\%$  от его значения при низких частотах.

Германиевые выпрямители с  $p-n$ -переходами, как следует из сказанного выше, обладают ценными техническими свойствами. Они уже сейчас широко используются в радиоаппаратуре и аппаратуре промышленной электроники и автоматики, а в ближайшие годы следует ожидать их проникновение и в технику сильных токов.

Крупным недостатком германиевых плоскостных диодов, как и всех вообще приборов из германия, является низкий температурный предел их пригодности. Как уже было отмечено выше, при  $t = 60-80^\circ\text{C}$ , во всяком случае не выше, чем при  $t = 100^\circ\text{C}$ , характеристики германиевых приборов претерпевают сильные изменения из-за увеличения собственной проводимости Ge. Очевидно,

что для приборов из кремния, запрещенная зона которого имеет ширину  $1,1\text{ эв}$  вместо  $0,7\text{ эв}$  у Ge, можно ожидать значительно более высокого температурного предела.

За последнее время была проведена большая работа, приведшая к разработке плоскостных кремниевых диодов с хорошими техническими свойствами. Диоды из Si имеют много большие сопротивления обратного направления и соответственно меньший обратный ток. (Типичные примеры: а) Ge-диод — при  $U_{\text{обр}} = 50\text{ в}$  и  $25^\circ\text{C}$  имеет  $R_{\text{обр}} = 5\text{ мгом}$ , а при  $80^\circ\text{C}$   $R_{\text{обр}} = 600\text{ ком}$ ; б) Si-диод — при  $U_{\text{обр}} = 50\text{ в}$  и  $25^\circ\text{C}$  имеет  $R_{\text{обр}} = 500\text{ мгом}$ , при  $150^\circ\text{C}$   $R_{\text{обр}} = 4\text{ мгом}$ .)

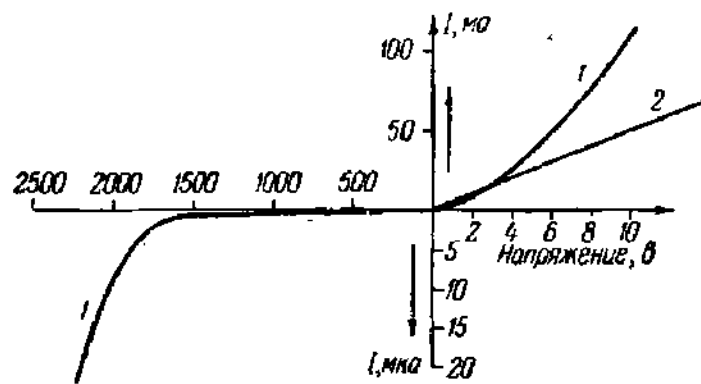


Рис. 533. Характеристика кремниевого диода с высоким значением допустимого обратного напряжения (1).

Для сравнения на рисунке дана характеристика вакуумного кенотрона (2).

Имеются указания, что диоды из Si могут работать при  $200^\circ\text{C}$  и даже при  $300^\circ\text{C}$ . Диоды из Si превосходят диоды из Ge в отношении максимального обратного напряжения. В литературе описан кремниевый диод небольшой

мощности, полученный методом выращивания, для которого  $(U_{обр})_{max} = 2000$  в (напряжение  $(U_{обр})_{проб} = 2300$  в); при  $U_{обр} = 1500$  в для этого диода  $R_{обр} = 2500$  мгом. Характеристика его изображена на рис. 533.

Падение напряжения на описанных до сих пор в технической литературе кремниевых диодах при токах прямого направления, однако, больше, чем для германиевых, так что в этом отношении преимущество остается за плоскостными диодами из Ge. В СССР начато промышленное изготовление кремниевых плоскостных диодов типа Д 201 с  $p-n$ -переходом, получаемым сплавлением Al в  $n-Si$ . Рабочий интервал температур диодов Д 201 равен  $-60 \div +125^\circ$  С, в то время как для германиевых диодов ДГ-Ц (Д7) он составляет  $-60 \div +70^\circ$  С.

## § 60. Полупроводниковые сопротивления

Полупроводниковое сопротивление представляет собой полупроводник той или иной формы с подведенными к нему металлическими контактами.

Полупроводник может быть как монокристалльным, так и поликристаллическим, но практически применяются только мелкозернистые поликристаллические полупроводники, которым легко придавать нужную форму и достаточную прочность с помощью прессовки и обжига.

Величина полупроводникового сопротивления может сильно меняться в зависимости от его температуры и приложенного напряжения. Это свойство полупроводниковых сопротивлений обеспечило им широкое применение в технике, особенно в технике измерительной.

**1. Термосопротивления.** Проводимость мелкозернистого полупроводника зависит от проводимости отдельных зерен и отнюдь не в меньшей степени от характера контакта между зернами. Наиболее простым будет случай, когда между зернами не образуются запирающие слои, так как тогда мелкозернистый полупроводник мало чем будет отличаться от монокристалла и его проводимость можно рассчитывать по формулам для объемной проводимости полупроводника (§ 13).

Технология изготовления мелкозернистого полупроводника без запирающих слоев не слишком сложна. Исходным материалом обычно служит хорошо перемешанная смесь нескольких измельченных полупроводниковых окислов со связующим веществом. Смеси прессовкой придаются требуемая форма и объем, причем одновременно можно запрессовать в изделие и электроды. Затем изделие подвергается термической обработке, во время которой связующее вещество испаряется, а изделие, несколько уменьшившись в объеме, приобретает большую прочность. Если электроды не были запрессованы заранее, то их наносят после термической обработки, покрывая слоем металла часть поверхности полупроводника. Процесс изготовления технологически удобен и позволяет получать полупроводниковые сопротивления разнообразной формы и любых размеров.

Полупроводниковые сопротивления без запирающих слоев между зернами, изготовленные описанным способом, получили название термосопротивлений (ПТС) или термисторов (последний термин является сокращением английского названия *thermally sensitive resistor*). Для ПТС могут применяться как электронные, так и дырочные полупроводники.

Различные формы ПТС, используемых в измерительной технике, показаны на рис. 534. Размеры их могут быть очень малы — порядка десятых миллиметра. Отечественная промышленность изготавливает широкий ассортимент ПТС стерженьковой формы или формы тонкой нити, формы таблетки — диска или шайбы, бусиновой формы и т. д. Интересны ПТС чрезвычайно малых размеров, изготовленные для специальных измерительных целей Ленинградским агрофизическим институтом. Эти ПТС имеют форму бусинок диаметром 5—50  $\mu$ , заключенных в очень тонкую стеклянную оболочку. Столь

небольшие размеры позволяют вводить ПТС этого типа (типа «Игла») внутрь растений, живых организмов и т. п. для измерения их температуры.

Термосопротивления гораздо чувствительнее к изменениям температуры, чем металлические сопротивления, и в настоящее время они широко применяются в технике, главным образом в измерительных приборах и в устройствах для автоматической регулировки.

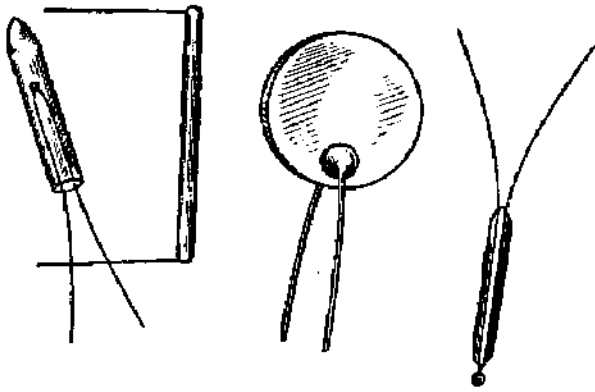


Рис. 534. Внешний вид некоторых термисторов.

смесь окисей марганца и никеля (а) и смесь окисей марганца, никеля и кобальта (б). Обе эти смеси представляют собой примесные полупроводники, проводимость которых выражается формулой (ср. формулу (13.18))

$$\sigma = A \exp\left(-\frac{Q}{2kT}\right).$$

Сопротивление ПТС, значит, можно представить в следующем виде:

$$R = R_0 \exp\left(\frac{B}{T} - \frac{B}{T_0}\right), \quad (60.1)$$

где  $R_0$  — сопротивление при температуре  $T_0$  и

$$B = \frac{Q}{2k},$$

или

$$[Q] = \frac{[B]}{5800} \text{ эв}, \quad (60.2)$$

если  $B$  выражено в градусах.

Энергия активирования примесных атомов ПТС не должна быть очень малой, так как в этом случае при комнатных температурах все примесные центры будут ионизированы и температурная зависимость сопротивления будет слабо выражена.

Зависимость удельного сопротивления  $\rho$  от  $T$  для материалов (а) и (б) изображена на рис. 535 и для сравнения на том же рисунке показана температурная зависимость сопротивления платины, обычного материала для термометров сопротивления. На протяжении от 0 до 400° С сопротивление ПТС меняется в  $10^4$  раз, в то время как в том же интервале температур сопротивление платины меняется всего в 4–5 раз. Это значит, что термический коэффициент сопротивления

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta T} \quad (60.3)$$

для ПТС много больше, чем для металлов. Например, при  $t = 0^\circ \text{C}$  для платины  $\alpha = 0,0037$ , а для полупроводника (а), для которого  $Q = 0,34 \text{ эв}$ , по формулам (60.3) и (60.1)

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} = -\frac{B}{T^2} = -0,044.$$

Понятно, что чувствительность ПТС к изменениям температуры зависит от коэффициента  $\alpha$ . Для ПТС отечественного производства  $\alpha$  лежит в пределах от  $-0,024$  до  $-0,034$  (тип ММТ) и от  $-0,045$  до  $-0,06$  (тип КМТ).

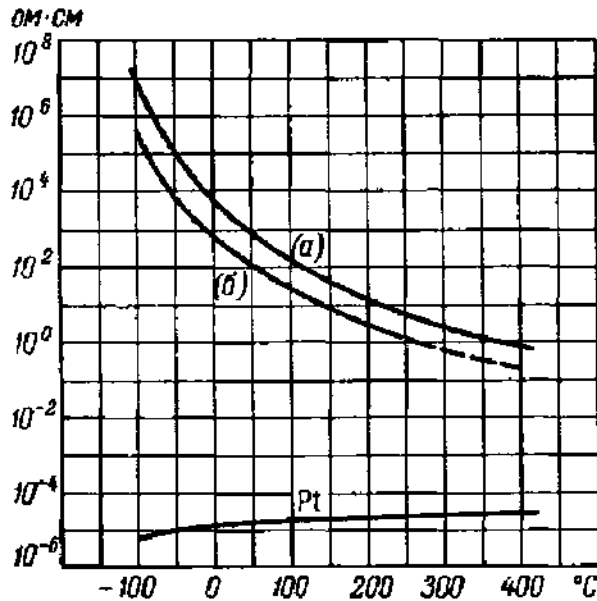


Рис. 535. Температурная зависимость сопротивления термисторных материалов (а) и (б) и платины.

В радиоизмерениях и в оптике ПТС очень часто применяются для измерения мощности методом болометра. В этой схеме ПТС включается в качестве одного из плечей моста Уитстона, как это показано на рис. 536. Сначала мост

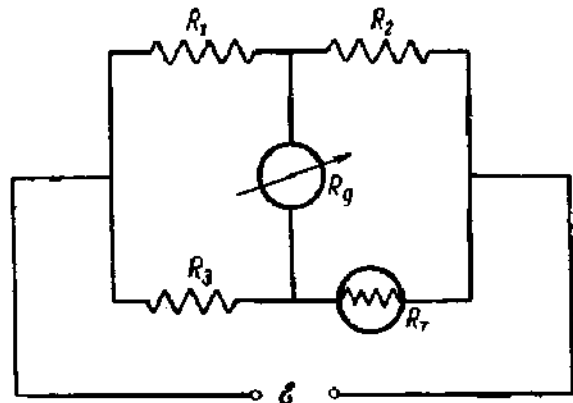


Рис. 536. Схема термисторного болометра.

уравновешивается в отсутствие измеряемой мощности и затем в ПТС вводят измеряемую мощность, помещая его в поле волновода или заставляя падать на него световой поток. Если мощность, поглощаемая ПТС, равна  $\Delta P$  и при равновесии моста сопротивления всех его плечей были равны, т. е.  $R_1 = R_2 = R_3 = R_{T_0} = R$ , то, как нетрудно показать, исходя из теории моста Уитстона, в гальванометре появляется ток  $i_g$ , причем при условии  $\Delta R_{T_0} \ll R_{T_0} = R$

$$\frac{i_g}{\Delta P} = \frac{\frac{\partial R_T}{P}}{4R(R + R_g)} \tag{60.4}$$

Если температура окружающей среды равна  $T_{\text{окр}}$ , то до поступления добавочной мощности  $\Delta P$  в ПТС, находящемся при температуре  $T_0$ , выделяется мощность

$$P = c(T_0 - T_{\text{окр}}), \tag{60.5}$$

где  $c$  — постоянная. После подачи измеряемой мощности в ПТС будет выделяться мощность

$$P + \Delta P = c(T - T_{\text{окр}}),$$

откуда

$$\Delta P = c(T - T_0) = c \Delta T. \tag{60.6}$$



Повышение температуры ПТС, таким образом, пропорционально вводимой мощности, и производная  $\partial R_T / \partial P$  в формуле (60.4) пропорциональна  $\partial R_T / \partial T$  и пропорциональна, следовательно, термическому коэффициенту сопротивления  $\alpha$ . Кривые зависимости сопротивления ПТС от вводимой мощности подобны поэтому кривым рис. 535. На рис. 537 приведены две градуировочные кривые ( $R_T, \Delta P$ ) для ПТС, имеющего вид небольшой бусинки (рис. 534, а) при  $T_{\text{окр}} = 0^\circ \text{C}$  и  $T_{\text{окр}} = 20^\circ \text{C}$ . Термисторный болометр, как показывает этот график, позволяет измерять небольшие мощности, порядка милливатт. Для измерения мощности излучения ПТС придают форму тонкой пленки, нанесенной на изолирующую подложку. Материалом для болометрических пленок служат различные полупроводники, например оксидные смеси (а) и (б), германий, сурьма, тонкие пленки которых обладают полупроводниковой электропроводностью. На основе пленочных ПТС были сконструированы чувствительные и малоинерционные приборы для измерения мощности излучения, нашедшие себе широкое применение в инфракрасной технике, радиотехнике СВЧ, изучении быстро меняющихся процессов (взрывов, горения). (Обзор см. [Л.8.42 гл. 9].)

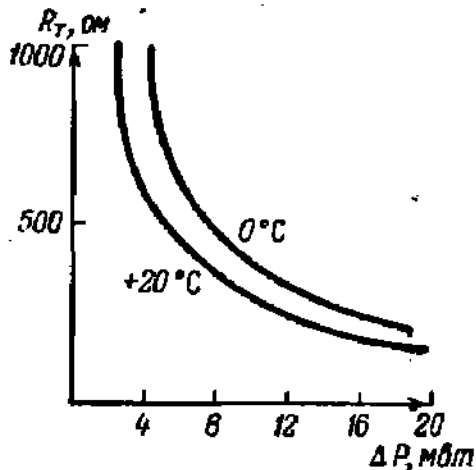


Рис. 537. Зависимость сопротивления термистора от рассеиваемой в нем мощности.

меряется в омах на ватт. ПТС мощности (типы Т8Д, Т8Е, Т8М и др.) имеют в рабочей точке чувствительность от 10 до 90 ом/ватт.

Для измерения температуры ПТС также включают в плечо моста Уитстона. Очевидно, показания прибора будут верны только тогда, когда измерительный ток, протекающий по ПТС, настолько мал, что он заметно не нагревает ПТС, температура которого остается почти в точности равной измеряемой температуре окружающей среды.

Термометры ПТС являются серьезными конкурентами для платиновых термометров сопротивления. Чувствительность их удается довести до  $0,0005^\circ \text{C}$ , используя простую мостовую схему, в то время как предел чувствительности платинового термометра даже с мостом специального типа составляет  $0,003^\circ \text{C}$ .

Существенно, что ПТС, прошедшее правильную технологическую обработку, включающую в себе искусственное старение, в отношении постоянства почти не уступает металлу. Так, например, ПТС из материала (б) в течение более чем двухлетней работы изменило сопротивление примерно на  $0,6\%$ . Такое постоянство сопротивления позволяет конструировать очень точные приборы для измерения температуры и мощности. ПТС для измерения мощности и температуры могут иметь очень малый объем, и время, в течение которого устанавливается температура ПТС, может быть сделано меньше 1 сек. Это время не больше, чем время установления температуры в термопарах из очень тонких проволок.

На рис. 538 изображена статическая вольт-амперная характеристика ПТС при постоянной температуре окружающей среды. Цифры на кривой указывают разность температур ПТС и окружающей среды. При малых токах температура ПТС остается почти постоянной и характеристика почти линейна. При увеличении силы тока температура ПТС увеличивается и сопротивление падает настолько быстро, что напряжение начинает уменьшаться. Нелинейность вольт-амперной характеристики ПТС указывает на новые возможности его использования.

Чувствительность ПТС, предназначенных для использования в болометрах, отечественного производства для измерения мощности излучения, нашедшие себе широкое применение в инфракрасной технике, радиотехнике СВЧ, изучении быстро меняющихся процессов (взрывов, горения). (Обзор см. [Л.8.42 гл. 9].)

Дифференциальное сопротивление ПТС  $\frac{dU}{dI}$  на значительной части характеристики отрицательно. Это позволяет построить генератор на ПТС, период колебаний которого больше или даже одного порядка с временем установления тока в ПТС. В лабораторных условиях были испытаны генераторы на ПТС на частоты до 10 кГц, не получившие, правда, практического применения.

ПТС можно использовать для компенсации температурных изменений сопротивления и для стабилизации напряжения. Пусть, например, термосопротивление  $R_T$  соединено последовательно с сопротивлением  $R$ , которое не меняется или немного растет с температурой. При увеличении тока напряжение  $U_R$  на сопротивлении  $R$  растет, а напряжение  $U_{R_T}$  на сопротивлении  $R_T$  в области падающего участка характеристики уменьшается. Если  $U = U_R + U_{R_T}$  — общее напряжение,

то  $\frac{dU}{dI}$  при включении ПТС уменьшается и можно при большом изменении тока получить только небольшое изменение напряжения и даже добиться относительной его стабилизации.

Этим не исчерпываются применения термосопротивлений. Разработаны схемы их использования в переключателях дистанционного управления, в задерживающих устройствах, манометрах, регуляторах температуры, компенсаторах температурных изменений сопротивления и других схемах [Л.8.12; Л.8.18; Л.8.42, гл. 8]. В [Л.8.50, Л.8.42, Л.8.18] приведены сведения о технологии изготовления ПТС, а также о конструкции и параметрах ПТС отечественного производства.

**2. Нелинейные полупроводниковые сопротивления (варисторы).** Рассмотрим теперь мелкозернистые полупроводники, между зернами которых существуют химические запирающие слои. К этому типу полупроводников относятся применяемые в технике высоких напряжений саморегулирующиеся карборундовые сопротивления, или варисторы.

Запирающие слои между зернами карборунда образуются уже после недолгого пребывания на воздухе. Это убедительно показывает следующий опыт, проделанный Курчатовым, Костиной и Русиновым: было измерено удельное сопротивление стержня из сплавленного карборунда, которое оказалось равным  $7,5 \text{ ом}\cdot\text{см}$ . Затем стержень был раздроблен на мелкие зерна, и удельное сопротивление массы из зерен оказалось равным  $3 \cdot 10^5 \text{ ом}\cdot\text{см}$ , т. е. возросло примерно в  $10^4$  раз. Такое возрастание сопротивления можно объяснить только наличием запирающих слоев между зернами. Карборунд — вещество с хорошей объемной проводимостью, приобретает большое сопротивление при наличии барьерных слоев, образовавшихся после пребывания в воздухе вследствие поверхностного окисления.

Сопротивление мелкозернистого полупроводника, полученного прессовкой, зависит от давления; кроме того, такой полупроводник не обладает необходимой прочностью.

Применяемые в технике карборундовые сопротивления изготавливаются следующим образом: зерна черного карборунда (черный карборунд — карбид кремния  $\text{SiC}$  с примесями  $\text{Al}$ ,  $\text{Ca}$  и  $\text{Mg}$ , он имеет дырочную проводимость) размером  $0,3 \text{ мм}$  и меньше смешиваются с увлажненным связующим

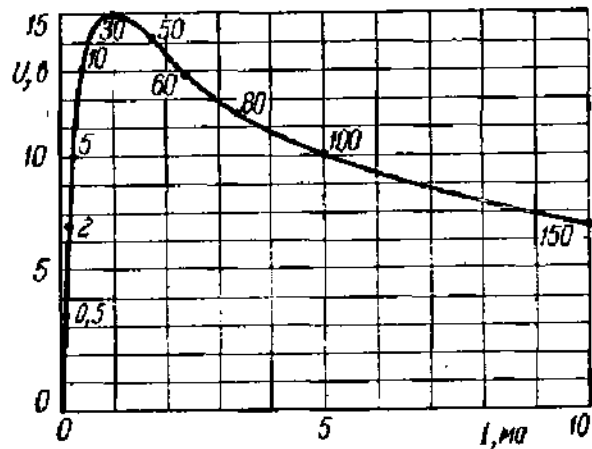


Рис. 538. Вольт-амперная характеристика термистора.

веществом, состоящим или из огнеупорной глины (тиритовые сопротивления) или из жидкого стекла (вилитовые сопротивления) с примесью измельченных шпата и кварца. Из полученной массы выдавливанием или прессовкой получают сопротивления, имеющие форму дисков или труб. Эти изделия проходят термическую обработку, в результате которой приобретают твердость и требуемые электрические свойства. На готовое изделие наносят металлические контактные поверхности \*).

Карборундовые сопротивления используются при очень больших импульсных нагрузках, например в разрядниках, защищающих от перенапряжений высоковольтные линии. Поэтому линейные размеры карборундовых сопротивлений достигают десятков сантиметров. Например, стандартные тиритовые диски имеют диаметр 15,2 см и толщину 1,9 см. О технологии изготовления карборундовых сопротивлений см. [Л. 8.42, гл. 10].

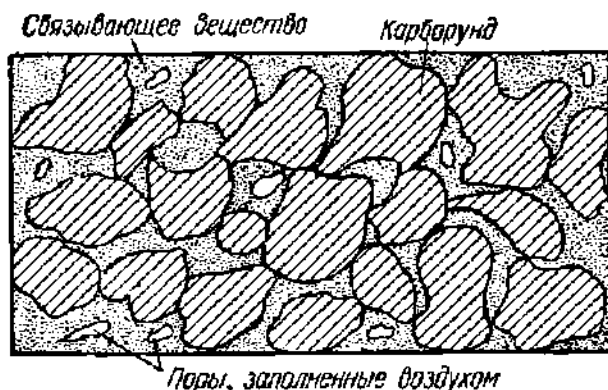


Рис. 539. Строение карборундового (тиритового) сопротивления.

Внутреннее строение карборундового сопротивления схематически показано на рис. 539. Поры между зернами карборунда заполнены связующей массой либо воздухом, но на некоторой небольшой части своей поверхности зерна соприкасаются непосредственно. Установлено, что после термической обработки зерна карборунда покрыты слоем кварца толщиной в среднем  $5 \cdot 10^{-5}$  см. Таким образом, зерна полупроводника — карборунда отделены друг от друга довольно толстыми химическими барьерными слоями в местах непосредственного контакта и порами, достигающими  $10^{-3}$  см, заполненными воздухом или связующим веществом. Для технических расчетов можно пользоваться эмпирической формулой вольт-амперной характеристики, которую можно записать в виде

$$I = BU^{\beta} \quad (60.7a)$$

или

$$U = AI^{\alpha}, \quad (60.7b)$$

откуда  $\alpha = 1/\beta$ ;  $\beta = (A)^{\frac{1}{\alpha}}$ . Величину  $\beta$  (или  $\alpha$ ) называют коэффициентом нелинейности характеристики. Промышленные образцы тиритовых и вилитовых сопротивлений имеют довольно большой разброс значений коэффициента нелинейности. В среднем для тиритовых сопротивлений можно принять  $\alpha \approx 0,3$  ( $\beta \approx 3,3$ ) и для вилитовых  $\alpha \approx 0,2$  ( $\beta \approx 5$ ) [Л.8.42, гл. 10].

Формула (60.7) описывает с достаточной точностью рабочую часть характеристики, соответствующую высоким напряжениям. Но, для того чтобы она охватила всю характеристику, нужно было бы на разных участках приписывать  $\beta$  разные значения. Теоретические расчеты приводят к формуле иного вида, менее удобной для расчетов и вместе с тем в связи с несовершенством теории недостаточно точной.

Теорию прохождения тока через мелкозернистый полупроводник при наличии запирающих слоев между зернами разработали Курчатов, Костина и Русинов; впоследствии их теория была дополнена Бушем [Л.8.3, гл. II].

\* ) Лабораторные исследования проводились и на других видах карборунда. Например, Курчатов, Костина и Русинов работали с зеленым карборундом (электронный полупроводник) — это SiC с примесями Fe и Mg.

В основу теории было положено предположение об автоэлектронном характере электронных переходов через барьерные слои на границах зерен, подобно тому как это было сделано в теории Иоффе — Френкеля — Вильсона для контакта металла с полупроводником. Для напряжений, больших высоты потенциального барьера, теория привела к формуле

$$I = a \exp \left[ - \frac{b \Phi^{\frac{3}{2}} \delta}{U} \right], \quad (60.8)$$

где  $\delta$  — толщина слоя, а  $a$  и  $b$  — постоянные. Эта формула при небольших  $U$  дает быстрый рост тока с напряжением, но при больших напряжениях, когда показатель степени приближается к нулю, рост тока замедляется и наступает насыщение. Формула (60.8) была подтверждена для некоторых мелкозернистых полупроводников экспериментально. Опыт, однако, показывает, что для технических сопротивлений, описанных выше, вольт-амперная характеристика имеет перелом, указывающий на существование двух механизмов токопрохождения. Типичная характеристика, измеренная в импульсном режиме, показана на рис. 540.

Форму характеристики можно объяснить следующим образом: при увеличении напряжения сначала ток проходит через места непосредственного соприкосновения зерен, площадь которых незначительна, причем электроны, во всяком случае главная их масса, проходят через контакт „туннельным“ способом, как это и было принято в теории Курчатова, Костинной и Русинова. Это дает начальный участок характеристики, где ток достигает небольшой силы. При дальнейшем увеличении напряжения между соседними зернами (до нескольких десятков вольт) начинается автоэлектронная эмиссия с значительной части поверхности зерен через поры. Против такого объяснения как будто бы говорит то, что толщина кварцевой оболочки порядка  $10^{-6}$  см, а ширина пор доходит даже до  $10^{-3}$  см. Однако зерна могут иметь резко неправильную, шероховатую форму, вследствие чего в отдельных местах поверхности зерен создается необходимое для автоэлектронной эмиссии поле порядка  $10^6 - 10^7$  в/см при напряжении между соседними зернами порядка десятков вольт. Формула, учитывающая оба механизма токопрохождения, имеет вид

$$I = I_1 + I_2 = A_1 \exp \left[ - \frac{B_1}{U} \right] + A_2 \{ \exp [ (B_2/U) ] - 1 \}. \quad (60.9)$$

Подбирая значения постоянных  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_1$ ,  $B_2$  в этой полуэмпирической формуле, можно получить характеристику, близкую к действительной.

Подтверждение изложенной выше качественной теории можно видеть и в своеобразном действии высоковольтной импульсной формовки сопротивления. Установлено экспериментально, что величина свежеизготовленного сопротивления бывает очень большой и характеристика его нестабильна. Если же через сопротивление пропустить ряд высоковольтных импульсов, то сопротивление его уменьшается в 100—1000 раз и характеристика делается стабильной. Это можно объяснить тем, что формирующие импульсы пробивают плохо проводящие прослойки, случайно образовавшиеся между зернами при

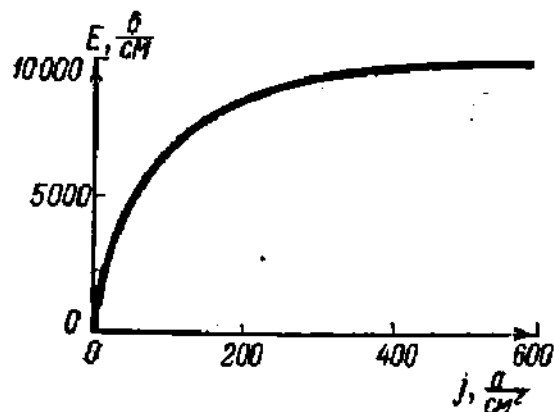


Рис. 540. Характеристика тиритового сопротивления, измеренная в импульсном режиме.

изготовлении, и в дальнейшем оказываются открытыми пути для обоих видов тока во всем объеме.

Наиболее важное практическое применение карборундовые сопротивления находят в разрядниках, служащих для защиты высоковольтных линий, контактов, обмоток реле и т. д. от перенапряжений (вентильные разрядники).

Назначение разрядника состоит в предотвращении возникновения недопустимо больших напряжений на нагрузке при возникающих в отдельных

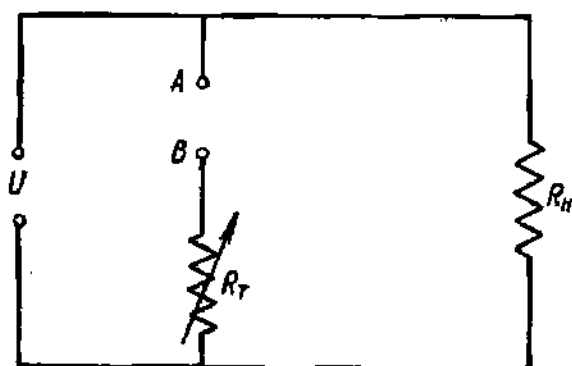


Рис. 541. Схема защиты от перенапряжения.

места сети перенапряжения. Такие перенапряжения возникают, например, при ударе молнии в сеть. Действие разрядника можно понять из схемы рис. 541. Разрядник состоит из последовательно расположенных тиритового или вилитового сопротивления  $R_T$  и искрового промежутка АВ, включенных параллельно нагрузке  $R_H$ . Длина искрового промежутка подобрана так, что при нормальном рабочем напряжении в нем искры нет и ток через разрядник равен нулю. При возникновении перенапряжения между точками А и В искровой промежуток пробивается и со-

противление разряда делается очень малым. Сопротивление  $R_T$  быстро падает, и ток через разрядник растет.

Если бы сопротивление изменялось так, что соблюдалось бы условие

$$R_T I = \text{const},$$

то напряжение на сопротивлении  $R_H$  оставалось бы неизменным. Такой разрядник давал бы идеальную защиту от перенапряжения. Для реальных разрядников получается в соответствии с формулой (60.7)  $R_T I^\gamma = \text{const}$ , где  $\gamma = 1 - \alpha$ , т. е. для тиритового диска  $\gamma \approx 0,7$  и для вилита  $\gamma = 0,8$ . Поэтому вентильный разрядник, в особенности собранный из вилитовых дисков, резко снижает перенапряжение, но не полностью его ликвидирует.

Разрядники с карборундовыми сопротивлениями должны принимать на себя во время грозовых ударов в линию огромные импульсные токи, достигающие десятков тысяч ампер. Сильные токи, однако, не разрушают разрядника. Это вполне понятно, так как ток в тиритовом сопротивлении чисто электронный и пробоя в нем не происходит.

О свойствах и применениях карборундовых сопротивлений см. обзорную статью В. В. Постникова [Л.8.42, гл. 10], где кроме высоковольтных карборундовых сопротивлений описываются также разработанные в СССР мало-мощные нелинейные сопротивления, находящие себе применение в автоматике и технике связи.

## § 61. Фотопроводимость и фотосопротивления. Вентильные фотоэлементы

1. Возникновение фотопроводимости. При освещении\*) кристалла, энергетический спектр которого представлен на рис. 542, можно ожидать, что если  $h\nu \geq Q'$ , то электроны с донорных уров-

\*) В настоящем параграфе мы для краткости часто электромагнитное излучение любой длины волны, вызывающее рождение свободных электронов дырок, будем называть светом и говорить, таким образом, о фотопроводимости, возникающей при освещении.

ней будут переходить в зону проводимости. Аналогично при  $h\nu \geq Q''$  можно ожидать появления возбужденных светом свободных дырок. В обоих случаях будет увеличиваться электропроводность кристалла. Ввиду того что концентрация электронов в заполненной зоне всегда на несколько порядков выше концентрации примесей, то гораздо

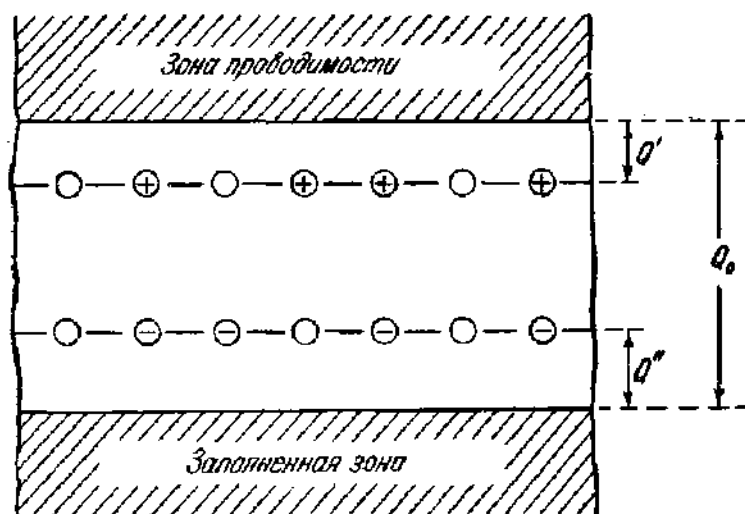


Рис. 542. Зонная схема кристалла, в котором возможно возбуждение носителей тока с примесных уровней и из заполненной зоны.

большого увеличения электропроводности можно ожидать, если возможны переходы электронов из заполненной зоны в зону проводимости, т. е. если  $h\nu \geq Q_0$ . В этом последнем случае происходят рождения пар электрон — дырка, причем, вообще говоря, в электрическом токе принимают участие оба вида носителей. Очевидно, что увеличение проводимости должно сопровождаться ростом поглощения падающего на кристалл света, особенно резко проявляющимся в случае  $h\nu \geq Q_0$ .

Опыт показывает, что увеличение электропроводности при облучении, носящее название внутреннего фотоэффекта или фотопроводимости, действительно наблюдается. На основании описанной выше схемы возникновения фотопроводимости, пригодной для любого кристалла, фотопроводимость можно, по-видимому, обнаружить в очень многих, если не во всех твердых телах, за исключением металлов, в которых «темновая» концентрация носителей тока настолько велика, что дополнительные носители, возбужденные поглощенным излучением, изменяют ее на относительно ничтожно малую величину.

Утверждение, что фотопроводимость свойственна всем диэлектрикам и полупроводникам, действительно можно встретить в литературе (см., например, [Л.8.49], статья Роуза), хотя, по мнению других авторов, фотопроводимость наблюдается только у веществ, диэлектрическая проницаемость которых  $\epsilon > 4$  [Л.8.42, т. I, гл. 1].

Бесспорно, что фотопроводимость свойственна очень многим диэлектрикам и полупроводникам, хотя в некоторых случаях ее нелегко обнаружить на опыте. Свойства фотосопротивлений (фотопроводников) зависят не только от механизма возбуждения свободных носителей тока, но и от продолжительности их жизни, которая определяется механизмом рекомбинации. Реальные фотосопротивления часто

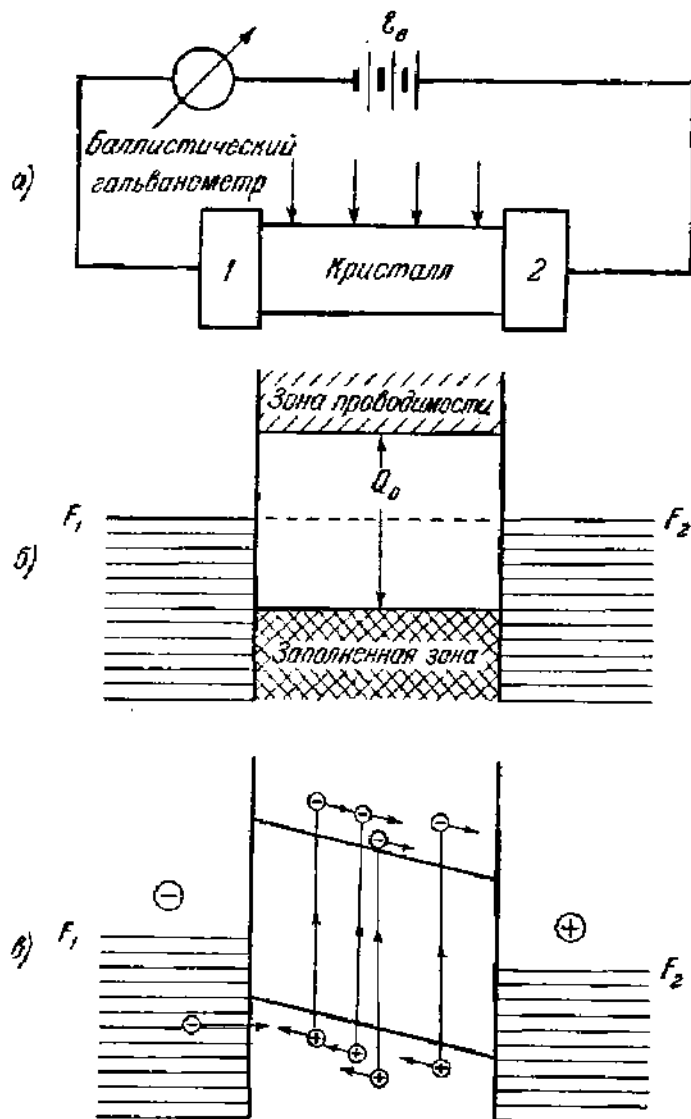


Рис. 543. *a* — схема измерения квантового выхода фотопроводимости; *б* — граница зон и уровень Ферми в отсутствии внешнего напряжения; *в* — возникновение фототока при подаче напряжения.

или суммарный заряд возбужденных светом носителей в зависимости от разных условий (напряжение, световой поток, частота света и т. д.; рис. 543, *a*). Фототок в сильной степени зависит при прочих одинаковых условиях и от свойств контакта между электродами и испытуемым образцом. Сначала мы рассмотрим случай беспримесного кристалла.

бывают поликристаллическими и обладают различными дефектами решетки и примесями, которые могут служить центрами рекомбинации и центрами прилипания. Наличие этих центров и, возможно, межкристаллических барьеров очень осложняет свойства фотосопротивлений. Поэтому, хотя фотопроводимость была открыта (В. Смитом у селена) еще в 1873 г., общепринятой теории, позволяющей хотя бы качественно истолковать свойства фотосопротивлений, пока не существует.

Не лишне будет здесь напомнить, что в очень сходном положении находилась еще недавно теория другого полупроводникового объекта исследования, а именно оксидного термоэлектронного катода (см. § 18).

**2. Определение квантового выхода фотопроводимости.** В экспериментальных исследованиях фотопроводимости к исследуемому образцу подводятся электроды и он включается в схему, позволяющую измерять фототок

Если частота света удовлетворяет условию

$$h\nu \geq h\nu_0 = Q_0, \quad (61.1a)$$

то в кристалле вследствие переходов электронов из заполненной зоны в зону проводимости появляются свободные электроны и дырки (рис. 543, в). Граничная длина волны, если  $Q_0$  выразить в электронвольтах, равна

$$\lambda_0 = 1,24 \cdot 10^3 \frac{1}{Q_0} [\text{Å}]. \quad (61.1b)$$

Для изоляторов ( $Q_0$  порядка нескольких электронвольт) она лежит в видимой или ультрафиолетовой, а для собственных полупроводников ( $Q_0 \lesssim 1$  эв) в инфракрасной области спектра.

В чистых кристаллах, вообще говоря, подвижностью обладают как электроны, так и дырки и ток состоит из электронной и дырочной составляющих (рис. 543, в). Электроны беспрепятственно переходят в анод на вакантные места в его зоне проводимости, а дырки, притянутые к катоду, компенсируются электронами, переходящими из катода в заполненную зону кристалла. Для того чтобы определить квантовый выход фотопроводимости, нужно измерить количество поглощенных в образце фотонов и число возбужденных ими носителей тока, отношение которых равно квантовому выходу. Количество фотонов можно вычислить, зная величину падающего и отраженного светового потока; число носителей можно найти, измеряя фототок или суммарный заряд носителей тока. При работе с непрерывным освещением возникают практические трудности из-за объемных зарядов, которые всегда появляются в кристалле при длительном освещении вследствие неодинаковой подвижности электронов и дырок. В крайнем случае из-за «прилипания» электронов или дырок к дефектам решетки один из видов носителей может полностью потерять подвижность. В этом случае в кристалле быстро накапливается положительный или отрицательный объемный заряд, изменяющий условия на контактах с электродами. Влияние объемных зарядов можно свести к минимуму, пользуясь кратковременными вспышками света и устраняя перед каждым опытом накопившийся пространственный заряд (это можно сделать, например, нагревая кристалл). Суммарный заряд носителей тока, возбужденных светом, можно найти, измеряя зависимость импульса тока во внешней цепи от напряжения.

Возникшие электрон и дырка смещаются в направлении поля до тех пор, пока не произойдет рекомбинация. Величину смещения отдельных электронов и дырок в направлении поля, считая от места рождения до места рекомбинации, обозначим через  $x_n$  и  $x_p$ . Во время перемещения каждый из носителей тока, например электрон, будет наводить во внешней цепи ток (см. гл. 6, § 49)

$$i = \frac{e}{d} \frac{dx_n}{dt},$$



где  $d$  — длина кристалла, и полный заряд, протекающий за время смещения  $\tau$  через внешнюю цепь, будет равен

$$q_n = \int_0^{\tau} i dt = \int_0^{x_n} \frac{e}{d} dx_n = \frac{ex_n}{d}. \quad (61.2)$$

Вводя средние смещения электронов и дырок  $\bar{x}_n$  и  $\bar{x}_p$  и принимая во внимание, что число освобожденных электронов равно числу дырок, получим для полного заряда, протекшего через внешнюю цепь во время одного светового импульса:

$$q = Ne \frac{\bar{x}_n + \bar{x}_p}{d}, \quad (61.3)$$

где  $N$  — полное число электронов или дырок. Формула (61.3) пригодна, очевидно, для случая, когда подвижностью обладают оба вида носителей тока. Для случая, когда один из них не имеет подвижности,  $\bar{x}_n$  или  $\bar{x}_p$  будет равно нулю.

При увеличении напряженности поля в кристалле  $\bar{x}_n$  и  $\bar{x}_p$  будут увеличиваться и с ними будет расти  $q$ . Мы не будем искать закона возрастания  $q$  в зависимости от  $E = \frac{U}{d}$  и ограничимся тем, что найдем предельное значение  $q = q_{\max}$ , которое достигается при очень больших полях, например в алмазе при 15 000 в/см. Характер зависимости  $q$  от  $U/d$  представлен на рис. 544. При  $q = q_{\max}$  все носи-

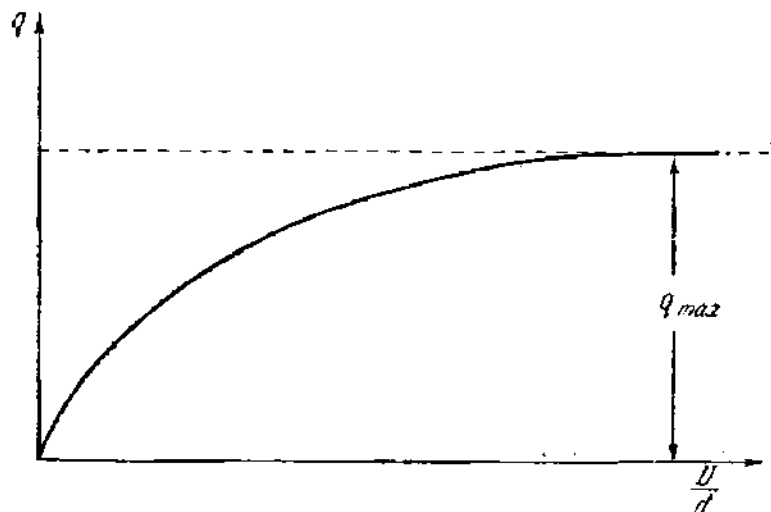


Рис. 544. Зависимость величины заряда, наводимого во внешней цепи кристалла, от напряженности поля.

тели тока независимо от того, где они зародились, будут без рекомбинации проходить от места рождения до конца кристалла, т. е.

$$(x_n)_{\max} = (x_p)_{\max} = d,$$

в то время как  $(x_n)_{\min} = 0$  (электроны, зародившиеся непосредственно у анода) и  $(x_p)_{\min} = 0$  (дырки, зародившиеся у катода). Следова-

тельно, для сильных полей и равномерного освещения кристалла

$$\left. \begin{aligned} \bar{x}_n = \bar{x}_p = \frac{d}{2}, \\ q_{\max} = Ne; \end{aligned} \right\} \quad (61.4)$$

$q_{\max}$  определяется из опыта, и так как, зная частоту и интенсивность падающего и отраженного света, легко найти число фотонов, поглощенных кристаллом, то из опыта можно найти квантовый выход. Оказалось, что квантовый выход фотопроводимости в чистых кристаллах—величина порядка единицы. Он близок к единице и в таких примесных кристаллах, где дырки при низких температурах закрепляются в центрах прилипания и теряют подвижность. В других кристаллах квантовый выход также всегда остается большим, порядка нескольких десятых.

Большая по сравнению с квантовым выходом фотоэлектронной эмиссии величина квантового выхода фотопроводимости не является неожиданной, так как в этом случае, в отличие от фотоэмиссии, совершенно безразлично, в каком месте кристалла происходят поглощение фотона и рождение пары.

В разобранным примере в кристалле перемещаются только носители тока, рожденные при поглощении фотонов, а количество проходящих в единицу времени через внешнюю цепь электронов не может превосходить поглощенного потока фотонов (количества фотонов, поглощенных в фотопроводнике за единицу времени). Такие фототоки называют первичными, в отличие от фототоков, в которых носители тока свободно входят из электродов в кристалл, и количество электронов, проходящих за единицу времени через цепь, может превышать, и даже во много раз, поглощенный поток фотонов. Как будет показано ниже, это вовсе не означает, что в обоих случаях мы имеем дело с различным механизмом возбуждения носителей тока в фотопроводнике.

В ранних исследованиях фотопроводимости (Гудден, Поль, Тартаковский и др.), произведенных по схеме рис. 543, а, ставилась задача определения квантового выхода внутреннего фотоэффекта (фотопроводимости) и для этой цели схема, в которой устранялась возможность возникновения вторичных фототоков, вполне подходила. Для практического использования фотопроводимости желательны, однако, возможно большие фототоки, относящиеся к категории вторичных токов.

**3. Фотосопротивления.** Изоляторы или полупроводники, проводимость которых изменяется под действием света, называются фотопроводниками или, чаще, фотосопротивлениями. Если к сопротивлению подведены электроды с омическими контактами, то для вычисления фототока нужно найти изменение его проводимости при освещении, совершенно так же как при вычислении

увеличения силы тока через металлический проводник при его охлаждении нужно вычислить, насколько меняется проводимость металла.

Пусть равновесные концентрации электронов и дырок в отсутствие освещения равны  $n_0, p_0$  и их подвижности  $b_n, b_p$ ; «темновая» удельная электропроводность будет равна

$$\sigma_t = e (b_n n_0 + b_p p_0).$$

Если при освещении концентрации электронов и дырок изменяются на  $\Delta n$  и  $\Delta p$ , то увеличение удельной электропроводности равно

$$\Delta \sigma = e (b_n \Delta n + b_p \Delta p). \quad (61.5)$$

Обозначим число рожденных в 1 сек в 1 см<sup>3</sup> пар носителей через  $Q_1$ ; тогда

$$\Delta n = Q_1 \tau_n; \quad \Delta p = Q_1 \tau_p, \quad (61.6)$$

где  $\tau_n, \tau_p$  — продолжительности жизни электронов и дырок, возбужденных светом. Формула (61.5) принимает вид

$$\Delta \sigma = e Q_1 (b_n \tau_n + b_p \tau_p). \quad (61.7)$$

Из (61.7) видно, что влияние электронов и дырок на изменение проводимости зависит от произведений  $b_n \tau_n$  и  $b_p \tau_p$ . Эти произведения могут отличаться в реальных сопротивлениях на несколько порядков как из-за потери подвижности носителями одного типа (например, дырками), так и из-за большой разницы между  $\tau_n$  и  $\tau_p$ , которые зависят от физической природы центров рекомбинации в кристаллах. Прямая рекомбинация свободного электрона и дырки без посредства центра рекомбинации имеет очень малую вероятность и может преобладать только при очень больших концентрациях свободных носителей. В этом случае, очевидно,  $\tau_n \approx \tau_p$ .

Вычислим фототок  $I_\Phi$  для наиболее простого случая. Пусть в образце постоянного сечения  $S$  только один вид носителей сохраняет подвижность (подвижность  $b$ , продолжительность жизни  $\tau$ ). Если  $U$  — приложенное напряжение и  $l$  — длина образца, то

$$I_\Phi = j_\Phi S = E \Delta \sigma S = S \frac{U}{l} \Delta \sigma.$$

Увеличение удельной электропроводности  $\Delta \sigma$  в этом случае равно

$$\Delta \sigma = e Q_1 b \tau = eb \tau \frac{Q}{Sl},$$

где  $Q$  — общее число рождений носителей в образце за 1 сек.

Отсюда

$$I_\Phi = \frac{ebQ\tau}{l^2} U. \quad (61.8)$$

Время прохождения носителей тока через весь образец равно

$$T = \frac{l}{u} = \frac{l}{bE} = \frac{l^2}{bU}, \quad (61.9)$$

и из (61.8) и (61.9) следует:

$$I_{\phi} = eQ \frac{\tau}{T}. \quad (61.10)$$

В (61.10)  $Q$  можно выразить через квантовый выход фотопроводимости  $k$  и величину потока фотонов  $N_{\phi}$ . Очевидно,

$$Q = kN_{\phi}$$

и

$$I_{\phi} = eN_{\phi}k \frac{\tau}{T} = eN_{\phi}g, \quad (61.11a)$$

где

$$g = k \frac{\tau}{T}. \quad (61.11b)$$

Как было указано выше, в теории фотопроводимости фототоки, подчиняющиеся условию  $I_{\phi} \leq eN_{\phi}$ , называются первичными. Коэффициент  $g$  показывает, таким образом, насколько фототок отличается от максимально возможного первичного тока. В связи с этим  $g$  мы будем называть коэффициентом усиления. Следует заметить, что коэффициент  $g$ , равный отношению числа электронов, проходящих через поперечное сечение образца, к числу поглощенных в нем за то же время фотонов иногда также называют квантовым выходом. Весь ход предыдущих рассуждений показывает, что переход от значения  $g < 1$  к значению  $g > 1$  не связан с каким-либо качественным изменением физических процессов в кристалле, так что исторически сложившееся разделение фототоков на первичные и вторичные физически необосновано.

Следует, однако, отметить, что при наличии барьеров на границах с электродами или между кристаллами мелкокристаллического фотосопротивления величина фототока может зависеть от влияния освещения на высоту барьеров. Сущность этого влияния можно понять из простого примера. Пусть к полупроводнику, уровень Ферми которого лежит вблизи середины запрещенной зоны, подведены два электрода. Границы энергетических зон для отсутствия освещения изображены на рис. 543, б; как отмечалось выше, при таком положении зональных границ электроны не могут свободно переходить из электродов в кристалл. Предположим, что дырки, рожденные при освещении, захватываются дефектами решетки и теряют подвижность. Электроны, возбужденные светом, частично переходят на свободные уровни металла, кристалл заряжается положительно, и его уровни понижаются.

Рис. 545 показывает положение зональных границ при длительном освещении. Если нижняя граница зоны проводимости приближается к уровню Ферми металла, барьер понижается настолько, что электроны смогут легко переходить из электрода в кристалл. Понижение барьера, а значит, и ток через кристалл будут зависеть от величины светового потока, причем этот процесс, зависящий от накопления объемных зарядов в кристалле, должен обнаружить заметную инерционность. Влияние света на граничные барьеры нельзя считать исключенным, особенно в поликристаллических фотосопротивлениях.

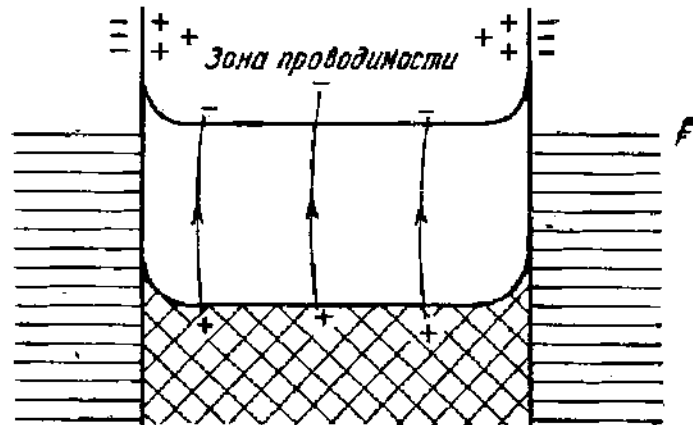


Рис. 545. Изменение зональных границ при накоплении объемных зарядов в кристалле.

В примере, рассмотренном в разделе 2,  $\tau_n \leq T$ . На первый взгляд кажется, что и при омических контактах электродов  $\tau_n$  не может быть больше  $T$ , так как за это время любой свободный электрон уходит из кристалла. Однако увеличение числа носителей тока, происходящее в момент рождения свободного электрона, не исчезает с его уходом из кристалла, так как на его место в кристалл через омический контакт входит новый электрон. Вклад, внесенный рожденным электроном в величину концентрации свободных носителей тока, пропадает только тогда, когда он сам или один из его заместителей рекомбинируют с дыркой, а это может произойти через время  $\tau_n \gg T$ . То же самое верно, конечно, и в отношении свободных дырок.

Из сказанного следует, что основными физическими параметрами фотосопротивлений следует считать  $\tau_n$  и  $\tau_p$ . Продолжительности жизни  $\tau_n$  и  $\tau_p$  зависят прежде всего от характера и энергетических уровней тех центров (примесные атомы, дефекты решетки), где может происходить рекомбинация, и от их способности к захвату электронов и дырок (так называемых сечений захвата). В технических фотосопротивлениях свойства центров рекомбинаций и центров прилипания могут быть очень разнообразны и в соответствии с этим весьма различны и технические параметры фотосопротивлений.

**4. Фотопроводимость и поглощение света. Отрицательная фотопроводимость.** Возбуждение носителей тока светом, как с примесных уровней, так и с уровней заполненной зоны всегда связано с поглощением света в кристалле. В части спектра, где энергии фотона недостаточно даже для возбуждения носителей с локальных уровней, кристалл будет почти прозрачен; поглощение будет невелико в области частот, в которой происходит возбуждение свободных электронов и дырок с локальных уровней, но оно резко возрастает при переходе через граничную длину волны  $\lambda_0$  (формула (61.16)) и в дальнейшем при  $\lambda < \lambda_0$  остается почти постоянным (рис. 546, кривая 1). Глубина проникновения света в кристалл при переходе к диапазону волн  $\lambda < \lambda_0$  столь же резко уменьшается и при очень сильном поглощении света, носители тока зарождаются только в тонком приповерхностном слое, откуда они диффундируют в глубь кристалла.

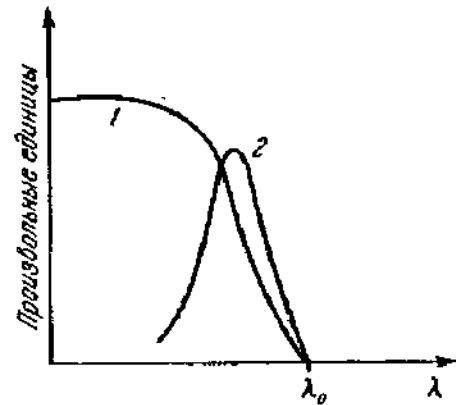


Рис. 546. Зависимость от длины волны.

1 — поглощения света; 2 — фотопроводимости.

Известно (с этим нам придется встретиться при описании свойств полупроводниковых триодов), что на поверхности рекомбинация носителей тока происходит легче, чем внутри кристалла. Продолжительность жизни носителей тока в приповерхностном слое может быть очень мала, и влияние освещения на проводимость в этих условиях делается слабым. Следовательно, кривая зависимости фотопроводимости от длины волны, т. е. спектральная характеристика фотопроводимости, должна иметь максимум на том участке спектра, где поглощение света возрастает (кривая 2 на рис. 546). Спектральную характеристику такой простой формы можно ожидать для монокристаллов с небольшим числом дефектов (ср. с рис. 550, а, кривая 1).

В некоторых кристаллах вглубь диффундируют только неосновные носители тока, так как основные носители, зародившиеся в приповерхностном слое, захватываются центрами прилипания. В этом случае скорость рекомбинации в объеме возрастает, что также уменьшает действие света на объемную проводимость. Может случиться даже, что влияние увеличения скорости рекомбинации будет настолько значительным, что объемная проводимость не увеличится, а уменьшится. Это явление, носящее название отрицательной фотопроводимости (отрицательного внутреннего фотоэффекта), действительно наблюдается в некоторых веществах.

Отсутствие фотоэлектрического поглощения света в диапазоне частот, где энергия фотона вполне достаточна для переброса электрона из заполненной зоны в зону проводимости, может иметь иную причину. Переход электрона в зону проводимости равносителен ионизации

одного из атомов решетки и полному отрыву электрона от дырки. Этот отрыв может иметь ступенчатый характер. На первой стадии электрон, оставаясь связанным с дыркой, переходит на уровень возбуждения, лежащий несколько ниже дна зоны проводимости, что равносильно переходу одного из атомов решетки в возбужденное состояние. Переход совершается, конечно, за счет энергии поглощенного света, однако свободные носители тока при этом не появляются.

Возбужденное состояние атома, получившее название экситона, может хаотически перемещаться по кристаллу. Блуждание экситона может завершиться рекомбинацией зарядов, его составляющих, и если так будет заканчиваться существование подавляющего большинства экситонов, то поглощение света будет фотоэлектрически неактивным. Но возможно также, что под действием теплового движения электрон экситонного состояния переходит в зону проводимости, окончательно отрываясь от дырки. Если таких отрывов будет достаточно много, то в кристалле возникает фотопроводимость при  $\lambda > \lambda_0$ , т. е. граница фотопроводимости смещается в сторону длинных волн. Представление об экситонах было введено в физику твердого тела Я. И. Френкелем.

Возможна также ступенчатая ионизация примесных атомов. Например, электрон атома-донора переходит сначала на уровень возбуждения и затем под действием теплового движения отрывается совсем. В итоге этого ступенчатого процесса в зоне проводимости появляются свободные электроны при частоте, меньшей, чем  $Q'/h$ , или свободные дырки при частоте, меньшей, чем  $Q''/h$  (рис. 542). Не исключено, что этот процесс может иметь некоторое значение в кристаллах с большой концентрацией примесей.

**5. Влияние дефектов решетки и примесей на свойства фотосопротивлений.** Величина фототока, кроме светового потока, приложенного напряжения и геометрии фотопроводника, зависит от продолжительности жизни носителей — основного параметра, характеризующего фотопроводимость вещества. Если в кристалле имеется один вид захватывающих центров с концентрацией  $n_z$ , уровни которых лежат настолько далеко от зоны проводимости, что вероятность термического освобождения захваченных электронов очень мала, то время жизни электронов

$$\tau_n = \frac{1}{n_z \bar{v} s}, \quad (61.12)$$

где  $\bar{v}$  — тепловая скорость электронов (величина порядка  $10^7$  см/сек в обычных условиях) и  $s$  — сечение захвата электронов \*).

\*) Произведение  $n_z \bar{v} s$  равно числу центров захвата, находящихся в цилиндре с сечением  $s$ , описанном вокруг пути, пройденного электроном за 1 сек. Таким образом, всякий электрон, проходящий в пределах сечения  $s$ , оказывается захваченным. Это определение сходно с определением сечений, которыми принято характеризовать процессы ионизации или возбуждения газовых молекул (см. § 24).

Из экспериментов было найдено, что для различных фотосопровитлений  $s$  лежит в пределах  $10^{-13} \div 10^{-22} \text{ с.м}^2$  и  $n_2$  в пределах  $10^{11} \text{ 1/см}^3 \div 10^{19} \text{ 1/см}^3$ . Часто встречающиеся значения  $n_2$  оценивают в  $10^{14} \div 10^{16} \text{ 1/см}^3$  и  $s$  в  $10^{-15} \div 10^{-16} \text{ с.м}^2$ . Из (61.12) следует, что можно встретить фотосопровитления с временами жизни носителей в пределах  $10^4 \div 10^{-12} \text{ сек}$ , с часто встречающимся значением в  $10^{-7} \div 10^{-8} \text{ сек}$ . Как показывает формула (61.11б), в некоторых случаях может оказаться, что  $g \ll 1$  и для того, чтобы можно было обнаружить фотопроводимость, нужно, чтобы расстояние между электродами фотосопровитления было очень мало. Такие тонкие ( $\sim 10^{-3} \text{ см}$ ) фотопроводящие слои с фототоком, текущим в направлении толщины, применяются в мишенях видиконов (см. ниже п. 7).

Процессы в фотопроводнике, даже при наличии в нем центров, способных захватить только один из видов носителей тока и имеющих разные энергетические уровни, могут быть довольно разнообразными. Например, в центрах, способных к захвату электронов, могут происходить захваты свободных электронов, их термическое освобождение, рекомбинации со свободными дырками и термические и оптические рождения свободных дырок из пустых центров, в которых при рождении дырки остается захваченный из заполненной зоны электрон. Эти процессы характеризуются вероятностями, зависящими от соответствующих сечений захвата и от близости уровня центра к границам зон основной решетки.

Так, из центров, уровни которых близки к зоне проводимости, захваченные электроны почти всегда освобождаются термически, и действие этих центров сводится к временному захвату электронов. Это ловушки для электронов или центры их прилипания. В то же время центры, лежащие глубоко в запрещенной зоне, действуют как центры рекомбинации. Легко видеть, насколько сложными делаются элементарные процессы в фотопроводнике, если в нем, наряду с центрами захвата электронов, находятся также центры захвата дырок. В этой сложности лежит причина того, что характеристика и параметры фотосопровитлений очень различны и даже качественное их поведение (например, температурное изменение) бывает совершенно несходным. Предполагая существование нескольких видов центров рекомбинации и центров прилипания в фотосопровитлении, оказывается возможным качественно объяснить их особенности, однако эти теоретические схемы нельзя считать вполне достоверными [Л.8.48 или Л.8.49].

Остановимся только на практически важном вопросе об инерционности фотосопровитлений, которая часто очень велика. Известны примеры, когда фотопроводимость после прекращения освещения сохраняется часами на высоком уровне (CdS при охлаждении жидким воздухом).

Можно было бы думать, что инерционность определяется продолжительностью жизни носителей тока, порожденных светом. Однако



в ряде случаев время исчезновения фотопроводимости в  $10^3 \div 10^5$  раз превосходит продолжительность жизни. Это расхождение объясняют следующим образом: фотопроводимость исчезает в два этапа; на первом этапе рекомбинируют свободные носители — этот этап заканчивается в течение времени порядка  $\tau$ ; на втором, гораздо более длительном этапе происходит термическое освобождение носителей тока с уровней прилипания (ловушек) и их последующая рекомбинация.

**6. Конструкции, характеристики и параметры технических фотосопротивлений.** В качестве фотосопротивлений чаще всего применяются тонкие мелкокристаллические слои, получаемые возгонкой и последующей конденсацией или осаждением из раствора. Фотосопротивления имеют ряд ценных для техники свойств: они просты в изготовлении, при небольших размерах обладают высокой чувствительностью, и спектральные характеристики некоторых из них простираются в сторону длинных волн дальше, чем характеристики любых других фотоэлектрических приборов. Фотосопротивления могут служить очень хорошими приемниками (индикаторами) для инфракрасных волн и в инфракрасной спектроскопии, имеющей большое значение для органической химии, а также в аппаратуре для передачи сигналов на инфракрасных лучах они успешно конкурируют с тепловыми приемниками — термостолбиками и болометрами. Обширное применение находят фотосопротивления также в автоматике [Л.8.26; Л.8.27].

Полупроводники, применяемые для фотосопротивлений, малопрозрачны в рабочей области частот, и для того чтобы отношение фототока к темновому току было наибольшим, фотосопротивления изготавливаются в виде тонких слоев.

В распространенной конструкции фотосопротивлений электроды имеют «гребенчатую» форму (рис. 547), обеспечивающую большую площадь соприкосновения между металлом и полупроводником и открытую поверхность светочувствительного слоя.

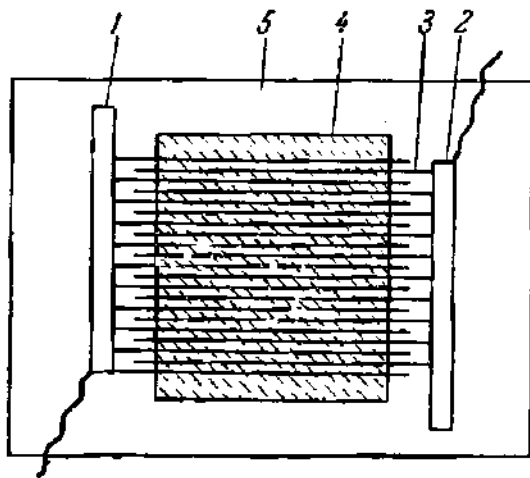


Рис. 547. Фотосопротивление с «гребенчатыми» электродами.

1, 2 — электроды; 3 — штрихи на подложке покрыты металлом; 4 — фотопроводящее вещество; 5 — изолирующая подкладка.

Отечественная промышленность изготавливает сернистосвинцовые фотосопротивления (тип ФС-А), сернистовисмутовые (ФС-Б) и сернистокадмиевые (ФС-К). Кроме того, применяются сернистоталлиевые, селенистосвинцовые и теллуросвинцовые

фотосопротивления. В промышленных фотосопротивлениях светочувствительный слой, нанесенный на пластинку из изолятора, покрывается защитной пленкой и пластинка монтируется в пластмассовый корпус

с штырьками, рассчитанными на включение в радиоламповую панель. Внешний вид трех типов фотосопротивлений показан на рис. 548. Основными техническими характеристиками фотосопротивлений, как и всех других фотоэлектрических приборов, являются вольт-амперные, световые, спектральные и частотные характеристики. Некоторые заключения об их форме можно сделать из теоретических соображений.

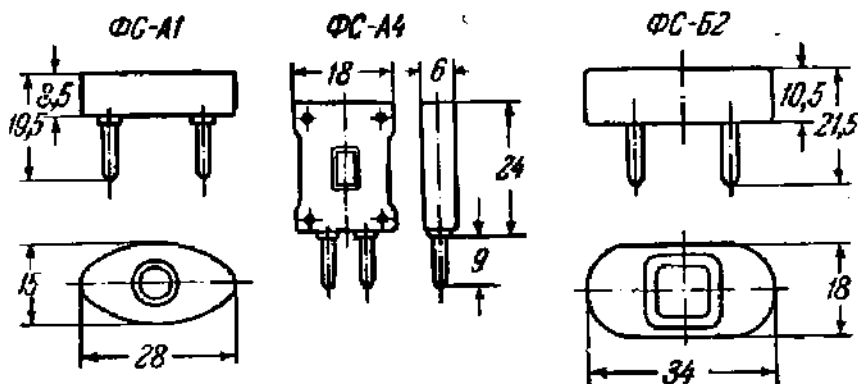


Рис. 548. Габариты промышленных фотосопротивлений.

Из (61.8) видно, что вольт-амперные характеристики фотосопротивлений с одним видом носителей тока линейны. Если подвижностью обладают как электроны, так и дырки, то каждая из составляющих тока будет выражаться формулой вида (61.8), т. е. будет пропорциональна напряжению. Следовательно, до тех пор пока единственным источником добавочных носителей тока служит освещение, вольт-амперная характеристика остается линейной. Линейность может нарушиться при очень больших напряжениях, когда делается возможной вторичная ионизация атомов решетки электронами. Этот близкий к пробивному режим далек от рабочих режимов фотосопротивлений.

Вид световых характеристик можно определить для очень слабых и очень сильных освещенностей. В первом случае равновесная темновая концентрация носителей тока много больше добавочной концентрации, вызванной освещением, и  $n = n_0 + \Delta n \approx n_0$ ;  $p = p_0 + \Delta p \approx p_0$ . Следовательно, продолжительности жизни носителей тока, которые для заданного фотосопротивления зависят только от концентраций, практически не зависят от освещенности.

Из (61.11) видно, что при этих условиях фототок пропорционален световому потоку  $F$  и световая характеристика на начальном участке всегда линейна.

При очень больших освещенностях полная концентрация носителей делается настолько большой, что начинает преобладать прямая рекомбинация электронов и дырок, несмотря на небольшую вероятность этого процесса. При этом проводимость, вызванная светом, много больше темновой проводимости. Концентрации электронов и дырок почти одинаковы:

$$n = n_0 + \Delta n \approx \Delta n \approx p \approx \Delta p.$$

Число рождений пар электрон — дырка пропорционально световому потоку

$$n_1 = \chi_1 F,$$

а число рекомбинаций

$$n_2 = \chi_2 \Delta n \Delta p = \chi_2 \Delta n^2,$$

где  $\chi_1, \chi_2$  — коэффициенты пропорциональности и  $n_1, n_2$  отнесены к  $1 \text{ см}^3$  и  $1 \text{ сек}$ . В равновесном состоянии  $n_1 = n_2$ , откуда

$$\Delta n = \Delta p = \sqrt{\frac{\chi_1}{\chi_2}} F^{\frac{1}{2}}.$$

Фототок равен

$$\begin{aligned} I_\Phi &= j_\Phi S = SE \Delta \sigma = S \frac{U}{l} (b_n \Delta n + b_p \Delta p) = \\ &= S \frac{U}{l} (b_n + b_p) \sqrt{\frac{\chi_1}{\chi_2}} F^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (61.13)$$

т. е.  $I_\Phi \sim F^{\frac{1}{2}}$ . На всем протяжении световую характеристику можно выразить формулой

$$I_\Phi = BF^\beta, \quad (61.14)$$

где  $\beta$  на разных участках имеет различное значение. В начале характеристики, где  $\tau$  не зависит от  $F$ ,  $\beta = 1$ . При дальнейшем увеличении  $F$  концентрация носителей тока заметно возрастает, рекомбинация их усиливается и время жизни делается меньше. Как видно из сравнения формул (61.14) и (61.10), на этом участке должно быть  $\beta < 1$ ; обычно  $0,5 < \beta < 1$ . Наконец, при очень больших освещенностях  $\beta = 0,5$ . На характеристиках некоторых фотосопротивлений между линейным участком и участком, где  $\beta < 1$ , лежит участок «сверхлинейности», где  $\beta > 1$ . Например, для CdSe для этого участка было найдено  $\beta = 2,3$ .

На рис. 549 приведена типичная световая характеристика сернистосвинцового фотосопротивления. «Сверхлинейного» участка на этой характеристике нет. Формулу световой характеристики на всем ее протяжении, включая и «сверхлинейный» участок, удастся качественно объяснить с помощью довольно сложных предположений о существовании в фотосопротивлении различных типов центров рекомбинации и центров прилипания.

Основными параметрами фотосопротивлений служат темновое сопротивление, чувствительность, т. е. фототок, получающийся при напря-

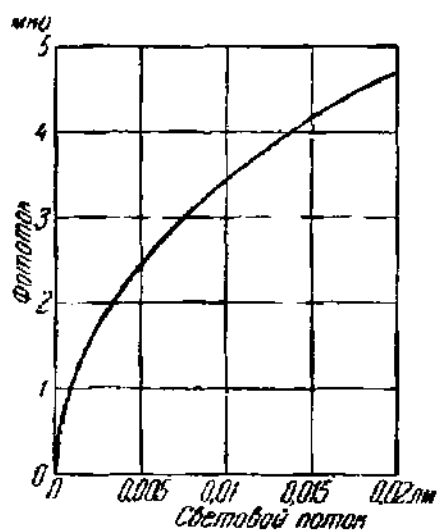


Рис. 549. Световая характеристика сернистосвинцового фотосопротивления.

Таблица 10

Параметры некоторых фотосопротивлений [Л.8.27]

Тип сопротивления	Рабочая площадь [см <sup>2</sup> ]	$R_{\text{темн}}$ [ом]	Максимальное рабочее напряжение $U_{\text{мах}}$ [в]	Удельная чувствительность [мкА/лм·в]	Кратность изменения сопротивления $R_{\text{темн}}/R_{\text{осв}}$
ФС-А1	0,21	$10^4 - 2 \cdot 10^5$	15	5000	1,2 *)
ФС-Б2	1,21	$2 \cdot 10^5 - 10^7$	50	1000	5 *)
ФС-К1	0,3	$10^7$ и больше	400	3000	140**)
ФС-К2	0,3	$10^8$ и больше	300	2500	35**)

\*) Измерено при 200 лк. \*\*) Измерено при 100 лк.

жении 1 в и отнесенный к единице светового потока, и коэффициент, характеризующий изменение сопротивления при освещении. В качестве последнего можно принять отношение темнового сопротивления к сопротивлению при заданной освещенности. Значения этих параметров для некоторых промышленных фотосопротивлений приведены в табл. 10.

Вольт-амперные характеристики фотосопротивлений, измеренные при постоянном освещении, линейны. Поэтому, исходя из цифр 4-го и 5-го столбцов таблицы, можно найти максимальную чувствительность. Например, для ФС-К1 максимальная чувствительность, получающаяся при  $U = U_{\text{мах}} = 400$  в, будет  $3000 \cdot 400 = 1,2 \cdot 10^6$  мкА/лм; эта величина во много раз превосходит чувствительность всех других фотоэлектрических приборов, за исключением фотоэлектронных умножителей.

Спектральные характеристики изображены на рис. 550. Как видно из этого рисунка, фотосопротивления могут применяться как в видимой

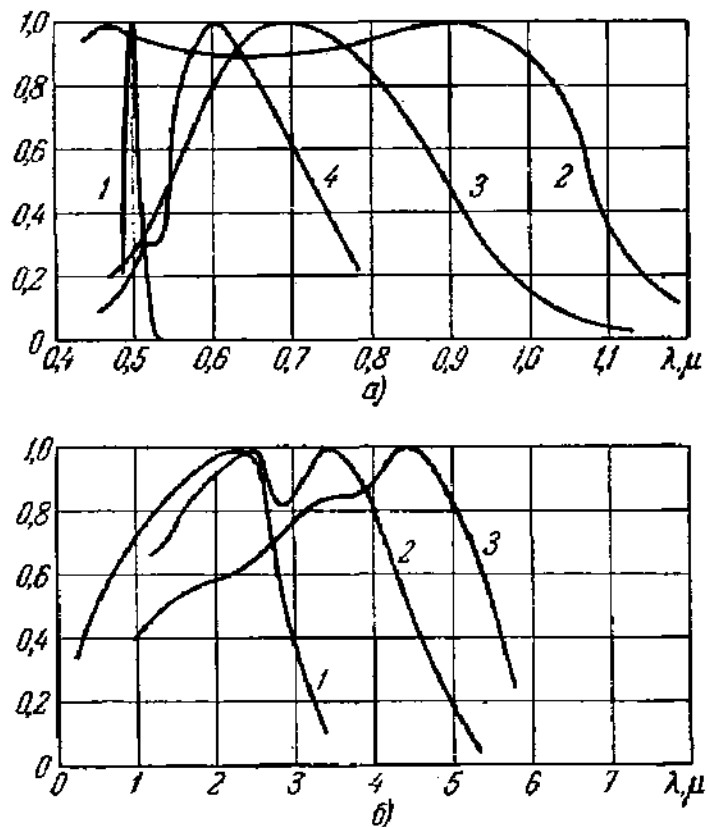


Рис. 550. Спектральные характеристики фотосопротивлений.

а — сернистого монокристаллического (1), теллуридного (2), селенистого (3), сернистого поликристаллического (4); б — свинцового (1), селенистого (2), теллуридного (3).

части спектра, так и в инфракрасной, причем в отношении длинноволновой границы они превосходят все другие фотоэлектрические устройства.

К числу недостатков фотосопротивлений следует отнести сильную температурную зависимость, подверженность старению и утомлению. Наконец, все фотосопротивления обнаруживают, хотя и в разной степени, заметную инерционность. Инерционность фотосопротивления принято характеризовать кривой зависимости чувствительности от

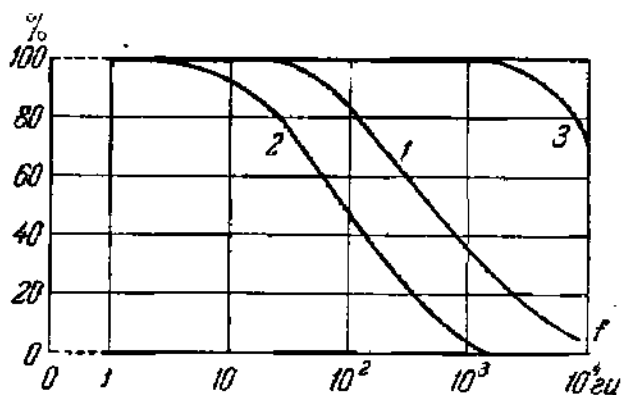


Рис. 551. Частотные характеристики фотосопротивлений сернистосвинцового (1), таллофидного (2) и серносвинцового (3).

По оси ординат отложена чувствительность в процентах от чувствительности при постоянном освещении.

частоты модуляции света при прямоугольной форме световых импульсов. Примеры таких кривых приведены на рис. 551. Только сернистосвинцовые фотосопротивления сохраняют свою чувствительность на достаточном уровне при частотах в несколько тысяч герц, в то время как другие обнаруживают падение чувствительности при частотах в сотни и даже десятки герц. Одновременно с падением чувствительности наблюдаются и искажения формы импульса, возрастающие с ча-

стотой. Поэтому в звукопроизводящих установках фотосопротивления почти не применяются; ограниченное применение в этой области находят себе только сернистосвинцовые фотосопротивления (ФС-А4 используются в любительских кинопроекторах 16-КПЗЛ). Следует заметить, что инерционность зависит от способа изготовления, температуры, толщины слоя и т. д. [Л.2.16, гл. X].

Значение инфракрасной техники, быстро возрастающее в последние годы, вызвало появление большого числа исследований, посвященных фотопроводимости. Наиболее интересной оказались, во-первых, группа соединений, содержащих свинец ( $PbS$ ,  $PbSe$ ,  $PbTe$ ), и, во-вторых, примесные  $Ge$  и  $Si$ . Для граничной длины волны, при которой возможна прямая ионизация атомов решетки и примесных атомов, можно написать ( $Q_0$  и  $Q$  выражены в электроновольтах):

$$\lambda_0 = \frac{1,24}{Q_0} \left[ \mu \right],$$

$$\lambda_{01} = \frac{1,24}{Q} \left[ \mu \right].$$

По этим формулам составлена таблица 11, где значения  $Q_0$  характеризуют само вещество; они измерены на монокристаллах. Значения  $Q$ , как уже было отмечено раньше (§ 13), зависят от концентрации примесей и отно-

сятся к определенным образцам; возможно получение образцов с несколькими иными значениями  $Q$ . Экспериментальное изучение группы PbS, PbSe

Таблица II

Теоретические граничные длины волн фотосопротивлений при прямой ионизации

Полупроводник	Ge	Si	PbS	PbSe	PbTe	Полупроводник	Ge с примесью Cu	Ge с примесью Zn	Ge с примесью элементов 3-й или 5-й группы
$Q_0$ [эв]	0,72	1,12	1,17	0,5	0,63	$Q$ [эв]	0,04	0,03	0,01
$\lambda_0$ [μ]	1,72	1,1	1,06	2,48	2,02	$\lambda_{01}$ [μ]	30	40	120

и PbTe, уже применяемых для промышленных фотосопротивлений, показало, что для них длинноволновая граница фотопроводимости не совпадает с приведенной в табл. II (см. рис. 550, б). При низких температурах граница отодвигается еще дальше в сторону длинных волн; например, для PbSe при  $20^\circ \text{K}$  получена  $\lambda_0 > 10 \mu$ . Окончательно вопрос об источнике первичных электронов для этой группы пока не решен. Предполагается, что фотопроводимость мелкокристаллических слоев группы PbS, PbSe, PbTe связана с действием поглощенного излучения на барьеры, образующиеся на границах кристаллов [Л.8.28].

Экспериментальное исследование Ge с примесью Zn показало, что он обладает при комнатной температуре фотопроводимостью до  $\lambda_{01} = 38 \mu$  (исследованная область спектра), а для Ge с примесью меди была получена граница фотопроводимости, совпадающая с теоретической, приведенной в табл. II. При этом, для того чтобы примесные атомы не были термически ионизированы, приходится охлаждать кристалл до очень низкой температуры.

Для практики разработка фотоэлектрических приемников в области  $\lambda > 10 \mu$  представляет большой интерес.

**7. Передающая телевизионная трубка с фотопроводящей мишенью (видикон).** Потенциальный рельеф, изображающий передаваемую картину, можно нанести на мишень, используя для этого явление фотопроводимости. На рис. 552 показано устройство мишени видикона, как была на-

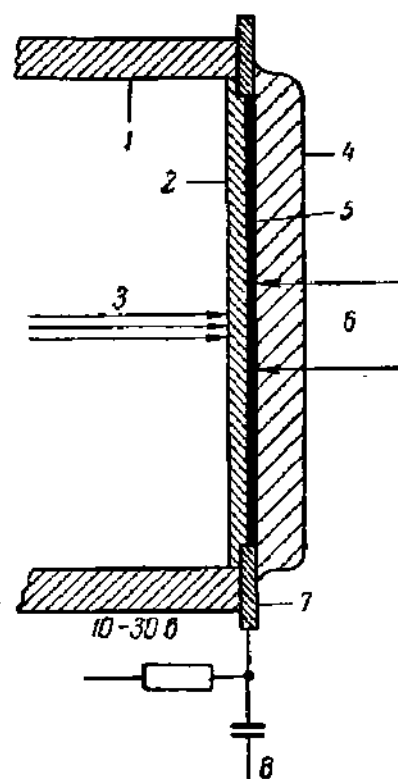


Рис. 552. Детали конструкции видикона.

1 — стеклянная колба; 2 — фотосопротивление; 3 — электронный луч; 4 — фронтальное стекло трубки; 5 — прозрачная сигнальная пластинка; 6 — передаваемое изображение; 7 — металлическое кольцо, служащее выводом сигнальной пластины; 8 — выход видеосигнала.

звана передающая трубка, основанная на использовании фотопроводимости. На полупрозрачную металлическую сигнальную пластинку нанесен тонкий слой фотопроводящего вещества с большим темновым сопротивлением. На пластину подается небольшое положительное по отношению к катоду прожектора напряжение ( $+20$  в); передаваемая картина проектируется на мишень со стороны сигнальной пластины. Прожектор, дающий пучок медленных электронов, и устройство управления лучом могут быть выполнены так же, как в ортиконе (§ 37).

В отсутствие освещения медленные электроны пучка доводят потенциал поверхности мишени почти до потенциала катода, так как поперечное сопротивление слоя очень велико. Спроектированная на мишень картина создает в слое полупроводника распределение проводимости, которое соответствует распределению яркости, и поперечные токи заряжают поверхность мишени, образуя на ней потенциальный рельеф. Между двумя последовательными коммутациями заряд накапливается, так что принцип накопления заряда используется в полной мере. Очевидно, что ток в цепи сигнальной пластины оказывается промодулированным и может быть использован для передачи.

В видиконе отсутствуют перенос изображения и электронное умножение сигнала. В последнем нет и нужды, так как коэффициент усиления  $g$  (формула (61.116)) может быть много больше единицы. Поэтому устройство видикона предельно просто и оказалось возможным изготовление трубок очень малых размеров.

Видикон имеет высокую чувствительность и позволяет вести передачу при освещенностях порядка десятков люкс, но ему свойственна большая инерционность, связанная с инерционностью самой фотопроводимости. Видикон получил применение в лабораторных и промышленных телевизионных устройствах [Л.4.22, гл. 7 и 10; Л.4.33, гл. 9].

**8. Вентильные фотоэлементы; история изобретения.** Комбинацию металлических электродов с неметаллической прослойкой между ними, развивающую э. д. с. при освещении, с полным правом можно назвать фотоэлементом; собственно говоря, только этот прибор и следовало бы называть фотоэлементом, так как фотосопротивления и фотоэлементы, основанные на внешнем фотоэффекте, представляют собой участки цепи, проводимость которых меняется при освещении, сами никакой э. д. с. не развивают и для работы требуют подключения батареи.

Возникновение фото-э. д. с. было обнаружено в 1839 г. Беккерелем на комбинации из двух одинаковых чисто металлических или покрытых каким-нибудь соединением металла электродов, погруженных в электролит (например,  $Zn - ZnSO_4 - Zn$ ,  $CuO - CuSO_4 - CuO$ , свинец в азотнокислом свинце и др. — возможно большое число комбинаций); э. д. с. возникает при освещении одного из электродов. Открытие Беккереля оставалось малоисследованным и не использовалось в практике в течение многих десятков лет.

Возникновение фото-э. д. с. на границе твердых тел — селена и металла — при наличии вблизи границы запорного слоя было открыто Адамсом и Дзем в 1878 г. и подвергнуто обстоятельному экспериментальному исследованию Фраттсом и затем Ульяниным\*). Это открытие не привлекло к себе должного внимания и не использовалось на практике до 30-х годов, т. е. до того периода, когда уже началось интенсивное использование фотоэлементов других типов в технике. В это время появились меднозакисные (Ланге) и селеновые с запорным слоем фотоэлементы (Бергманн). Позднее (1937 г.) в Ленинградском физико-техническом институте Ю. П. Маслаковец и Б. Т. Коломиец разработали сернистотеллуридные фотоэлементы и в 1941 г. В. К. Бернацкий и Д. С. Гейхман (АН УССР) — сернистосеребряные. В технической литературе фотоэлементы с запорным слоем часто называют вентильными фотоэлементами.

**9. Механизм возникновения фото-э.д.с. вентильных фотоэлементов.** Обратимся к изучению механизма фотоэлектрических явлений в полупроводниках вблизи запорного слоя. Как и в случае выпрямителей, свойства вентильных фотоэлементов можно истолковать как исходя из предположения о запорном слое на контакте металл—полупроводник, так и исходя из теории, предполагающей наличие в фотоэлементе запорного слоя между полупроводниками с разными типами проводимости. Ниже мы остановимся только на второй теории, которая в настоящее время считается более вероятной. Теория, предполагавшая наличие химического запорного слоя между металлом и полупроводником и достаточно хорошо объяснившая свойства вентильных фотоэлементов, была предложена в 1938 г. Ю. П. Маслаковцем [см. Л.2.15, гл. 10].

Рассмотрим действие вентильного фотоэлемента, предполагая, что свет проникает как в  $p$ -область, так и  $n$ -область полупроводника. Расположение зональных границ, примесных уровней и уровня Ферми будет иметь вид, изображенный на рис. 553, *a*. На клеммах разомкнутого неосвещенного фотоэлемента существует напряжение, равное контактной разности потенциалов металлических электродов

$$U_{кн} = \frac{1}{e}(\Phi_{м1} - \Phi_{м2}).$$

Поглощение излучения частоты  $\nu > \frac{Q_0}{h}$  вызовет с обеих сторон от  $p$  —  $n$ -перехода рождение пар электрон — дырка. Неосновные носители тока каждой области, диффундирующие к  $p$  —  $n$ -переходу, увлекаются через него контактным полем и заряжают  $p$ -область положительно по отношению к  $n$ -области. Контактное поле в переходе при этом ослабляется, и начинают усиливаться потоки основных носителей. Установившееся состояние, при котором встречные потоки электронов и дырок опять делаются равными, достигается при напряжении

\*) См. Ульянин, Annalen der Physik, № 6, т. XXXI, 1888.



между электродами, отличающемся от контактной разности потенциалов на величину, равную э.д.с. фотоэлемента, причем электрод, граничащий с  $p$ -областью (левый электрод на рис. 553) служит анодом. Теорию вольт-амперной характеристики вентильного фотоэлемента с  $p-n$ -переходом см. [Л.8.42, гл. 16].

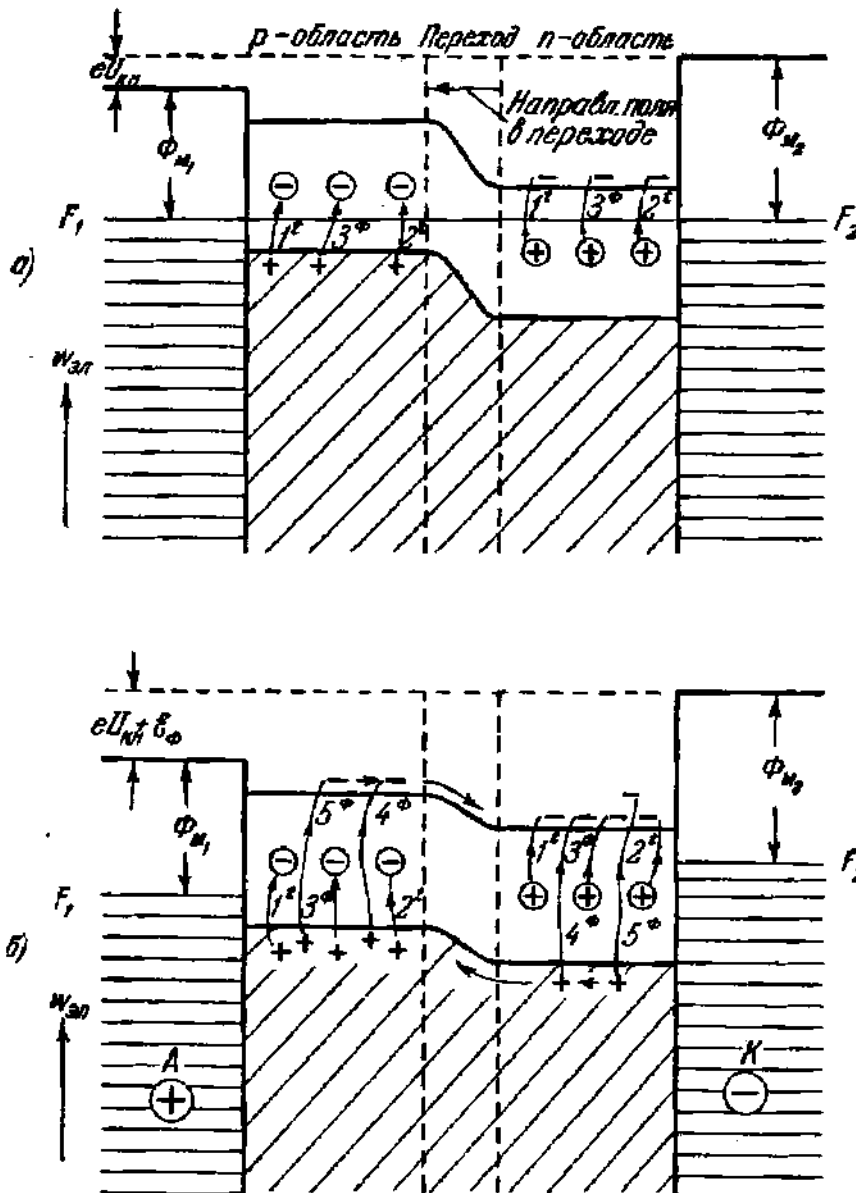


Рис. 553. Зонная схема фотоэлемента с  $p-n$ -переходом.

а — термические ( $t$ ) и вызванные светом при  $h\nu < Q_0$  ( $\Phi$ ) переходы электронов, в результате которых появляются только основные носители тока; б — переходы электронов при  $h\nu > Q_0$ , приводящие к появлению неосновных носителей и возникновению фото-э.д.с.

**10. Вентильные фотоэлементы, применяемые в технике.** Первыми вентильными фотоэлементами, получившими применение в технике, были меднозакисные фотоэлементы. Они были предметом многочисленных исследований, не потерявших до сих пор значения для физики полупроводников, но в технических устройствах они в настоящее время не применяются.

Структура вентильного фотоэлемента изображена схематически на рис. 554. Свет, проходя через полупрозрачный слой металла 4 и тонкий слой полупроводника 3, в котором существует запорный слой, попадает в основной полупроводник 2, но не проникает в него глубоко вследствие поглощения. В результате фотоэлектрическое возбуждение не распространяется до границы с электродом 1 и свойства контакта на этой границе не имеют значения для фотоэлемента. Кристаллический селен, из которого состоит основной слой полупроводника в селеновых фотоэлементах, имеет дырочную проводимость. На него наносится полупрозрачный слой металла, атомы которого диффундируют в селен, приповерхностный тонкий слой которого приобретает электронную проводимость.

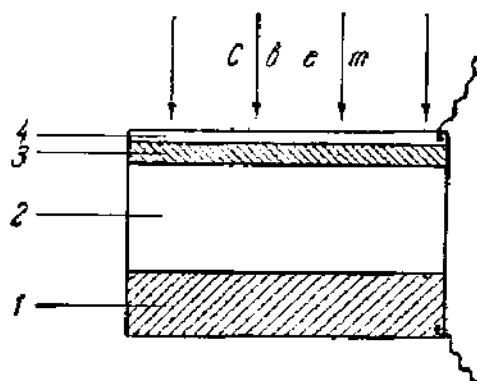


Рис. 554. Структура вентильного фотоэлемента.

1 — металлическая подкладка; 2 — основной полупроводник; 3 — запорный слой; 4 — полупрозрачный электрод.

Промышленность в настоящее время изготавливает селеновые и сернистосеребряные вентильные фотоэлементы. Внешний вид всех типов вентильных фотоэлементов и их конструкция очень сходны между собой. В качестве примера на рис. 555 показано устройство селенового фотоэлемента. Технология изготовления вентильных фотоэлементов описана в [Л.8.] (см. также [Л.2.15]).

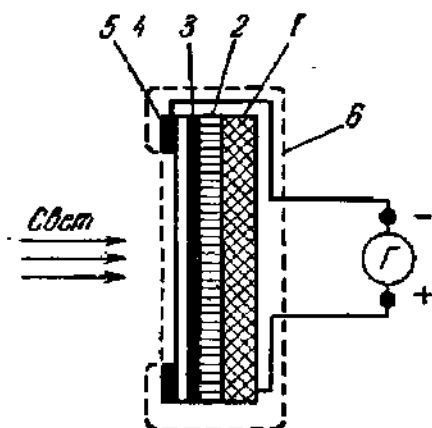


Рис. 555. Конструкция селенового вентильного фотоэлемента.

1 — железная подкладка; 2 — селен; 3 — запорный слой; 4 — полупрозрачная пленка (золото или платина); 5 — контактное кольцо; б — корпус фотоэлемента (изолятор).

Пусть в разомкнутом фотоэлементе при постоянном освещении через  $1 \text{ см}^2$  площади контакта в 1 сек проходит  $N$  носителей тока. Ток через контакт равен

$$I_{\phi} = j_{\phi} S = SNe. \quad (61.15)$$

Вследствие накопления зарядов по обе стороны от запорного слоя в установившемся состоянии, т. е. при напряжении на фотоэлементе, равном фотоэдс  $\mathcal{E}_{\phi}$ , через контакт в обратном направлении течет такой же поток носителей тока  $SNe$ . Обозначая через  $\rho$  сопротивление  $1 \text{ см}^2$  запорного слоя в направлении, обратном фототоку, получим:

$$\mathcal{E}_{\phi} = j_{\phi} \rho = Ne\rho. \quad (61.16)$$

Из сказанного следует, что вентильный фотоэлемент можно рассматривать как генератор тока  $I_{\phi} = NeS$ , зависящего только от светового потока, свойств полупроводника и площади контакта.

Представление о вентильном фотоэлементе как о генераторе тока, дающем при заданном освещении фотоэлектрический ток постоянной силы, приводит к эквивалентной схеме, изображенной сплошными линиями на рис. 556. На этой схеме  $R_{обр}$  — сопротивление заборного слоя и  $r$  — сопротивление слоя основного полупроводника. При малых освещенностях  $R_{обр} \gg r$ ; при увеличении освещенности как  $R_{обр}$ , так и  $r$  падают из-за увеличения числа носителей тока, но  $R_{обр}$  падает быстрее, чем  $r$ .

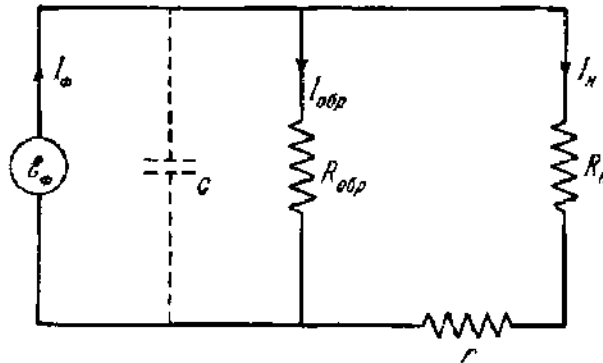


Рис. 556. Эквивалентная схема вентильного фотоэлемента, замкнутого на нагрузку.

Пунктиром на схеме показана емкость заборного слоя, проявляющая себя при переменном освещении. Фотоэлектрический ток  $I_\phi$  подчиняется закону Столетова:

$$I_\phi = I_{обр} + I_n = kF, \quad (61.17)$$

где  $F$  — световой поток и  $k$  — постоянный множитель. Из схемы рис. 556 следует:

$$I_n = \frac{kF}{1 + \frac{r + R_n}{R_{обр}}}. \quad (61.18)$$

Для короткозамкнутого фотоэлемента  $R_n \ll R_{обр}$ ,  $r \ll R_{обр}$  и из (61.18) следует:

$$I_n = I_{к.з} = kF, \quad (61.19)$$

т. е. в этом случае световая характеристика линейна. Так как  $R_{обр}$  при увеличении  $F$  уменьшается, то при  $r + R_n$ , не очень малом по сравнению с  $R_{обр}$ , зависимость  $I_n$  от  $F$  отстает от линейности, и при том тем больше, чем больше  $R_n$ . При разомкнутой внешней цепи  $R_n = \infty$  и напряжение на зажимах фотоэлемента, равное его эдс, будет

$$\mathcal{E}_\phi = I_\phi R_{обр} = kR_{обр} F, \quad (61.20)$$

откуда видно, что при возрастании  $F$  эдс  $\mathcal{E}_\phi$  увеличивается медленнее, чем по линейному закону.

Все отмеченные здесь особенности световых характеристик вентильных фотоэлементов можно видеть на рис. 557, где воспроизведены эти характеристики, полученные экспериментально. Интегральная чувствительность по току определяется производной  $dI_{\text{н}}/dF$ , и при  $R_{\text{н}}$ , не очень малом, она постоянна и равна чувствительности короткозамкнутого фотоэлемента только при небольших  $F$ , как это видно из рис. 557. Это постоянное значение токовой чувствительности, измеренное при освещении от стандартного источника белого света, является одним из основных параметров фотоэлемента. Для промышленных образцов она равна: селеновые фотоэлементы 250—500 мка/лм, серноталлиевые 5000—6000 мка/лм, сернистосеребряные 3500—4500 мка/лм. Отдельные экземпляры имеют значительно большую чувствительность.

Спектральные характеристики вентильных фотоэлементов (рис. 558) захватывают видимую часть спектра и для некоторых типов заходят в ближнюю инфракрасную область.

Для фотометрии имеет большое значение то, что форма спектральной характеристики селенового фотоэлемента очень близка к форме кривой распределения по спектру чувствительности глаза. С помощью специального корректирующего светофильтра, разработанного в Государственном оптическом институте (ГОИ), можно довести кривые до почти полного совпадения. Это значит, что селеновый фотоэлемент оценивает освещенность почти в точности так же, как и человеческий глаз. В настоящее время в большинстве фотометрических приборов разных назначений (люксметры, денситометры, экспозиметры и т. д.) применяются селеновые фотоэлементы. Другие вентильные фотоэлементы, наряду с селеновыми, широко применяются для колориметрических измерений, ставших в настоящее время важным методом контроля и анализа в химической и металлургической промышленности.

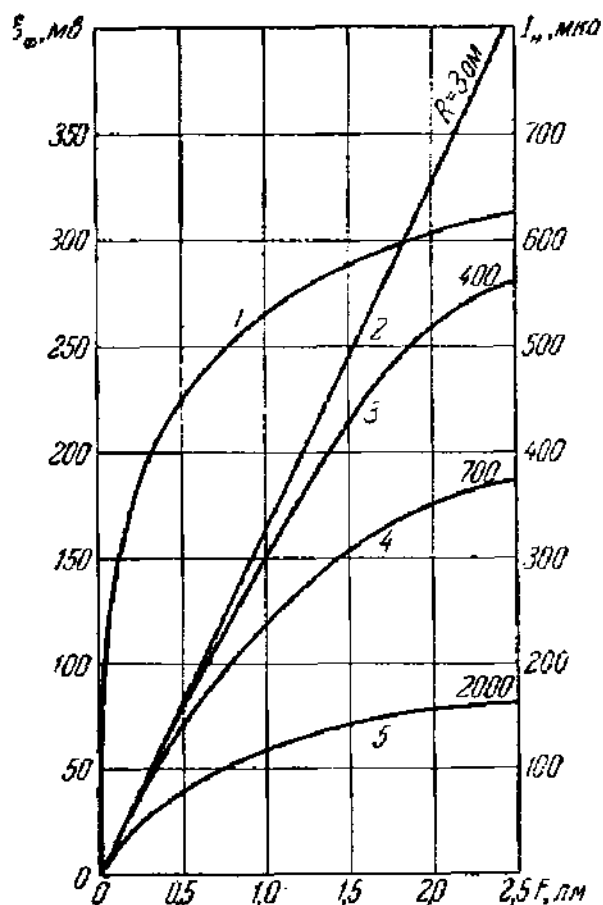


Рис. 557. Световые характеристики вентильного фотоэлемента.

1 — зависимость фото-эдс от светового потока;  
2 — 5 — зависимость фототока от светового потока при различных нагрузочных сопротивлениях.

Все упоминавшиеся выше вентильные фотоэлементы имеют относительно невысокое внутреннее сопротивление (немного тысяч и даже в отдельных случаях сотен ом) и большую собственную емкость, снижающую отдачу на высоких частотах. Эти свойства, а также нелинейность световых характеристик невыгодны для звуковоспроиз-

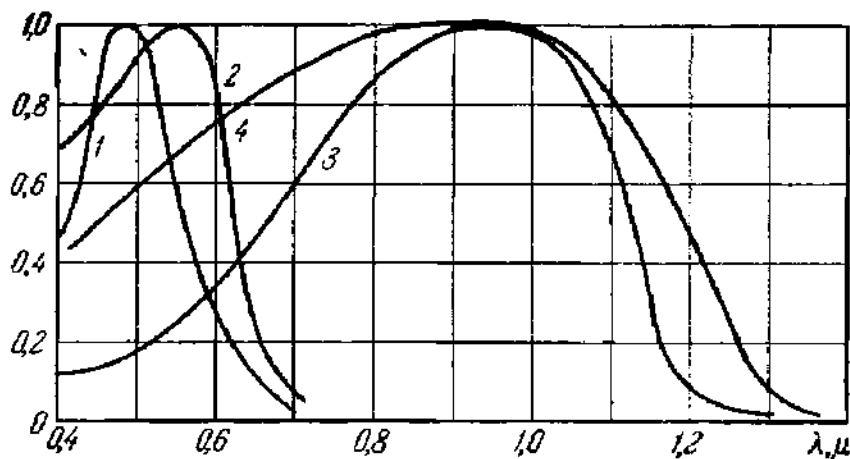


Рис. 558. Спектральные характеристики вентильных фотоэлементов.

1 — меднозакисного; 2 — селенового; 3 — серноталлиевого; 4 — сернистосеребряного. Спектральная чувствительность, отложенная по оси ординат, в максимуме кривых принята за единицу.

водящих установок, и в этой области техники вентильные фотоэлементы не применяются. Наилучшие частотные характеристики имеют серноталлиевые фотоэлементы, но и для них чувствительность при частоте 5000 гц понижается на 30% при  $R_{\text{в}} = 50 \text{ ом}$  и на 60% при  $R_{\text{в}} = 10^6 \text{ ом}$ . Еще меньшей инерционностью обладают разработанные в Германии серносвинцовые вентильные фотоэлементы, в которых используется природный кристалл (галенит). Их чувствительность не зависит от частоты до 40.000 гц. Спектральная характеристика их имеет максимум при  $\lambda = 2,3 \mu$  и простирается до  $\lambda = 4 \mu$  [Л.8.23].

**11. Новые типы фотоэлементов и перспективы их применения. Германиевые фотодиоды.** Вентильный фотоэлемент является устройством, непосредственно преобразующим энергию излучения в энергию электрического тока. До самого последнего времени, однако, вентильные фотоэлементы использовались только в измерительных приборах и аппаратуре контроля и управления, хотя уже более 25 лет назад акад. А. Ф. Иоффе поставил вопрос об использовании вентильных фотоэлементов в энергетическом хозяйстве для прямого преобразования солнечной энергии в электрическую.

В последние годы в этом направлении были достигнуты первые практические успехи. Были разработаны и испытаны кремниевые фотоэлементы, развивавшие кпд до 13%. В отношении принципа действия и конструкции они ничем существенным не отличаются от других вентильных фотоэлементов. Открытая для светового потока поверхность этих фотоэлементов покрыта полупрозрачным верхним

электродом, вблизи которого по всему сечению кристаллической пластинки кремния расположен  $p-n$ -переход с подключенным к нижней стороне вторым электродом. Большой кпд связан, видимо, с большой диффузионной длиной носителей тока в кремнии. Хорошие результаты дает также вентильный фотоэлемент из монокристалла сернистого кадмия (CdS), в котором путем введения соответствующих примесей создается  $p-n$ -переход. С этим кристаллом по теоретическим подсчетам можно получить кпд превращения солнечной энергии в электрическую до 18% [Л.8.49, т. II, гл. 16; Л.8.43, вып. 9].

Подобно кристаллу Si с  $p-n$ -переходом в качестве вентильного фотоэлемента можно использовать и кристалл Ge с  $p-n$ -переходом. Д. Шайв нашел, что кристалл высокоомного Ge с  $p-n$ -переходом выгодно применять в схеме, где на него подается довольно высокое (десятки вольт) обратное напряжение. Кристалл с  $p-n$ -переходом, работающий в этой схеме, получил название фотодиода. В фотодиоде высота потенциального барьера в  $p-n$ -переходе велика и поле, увлекающее через переход неосновные носители тока, всегда остается достаточно большим. Вместе с тем почти полностью запираются потоки основных носителей через переход. Обычные вентильные фотоэлементы (селеновые и др.) нельзя использовать в схеме фотодиода, так как в них легко может произойти электрический пробой запорного слоя, в котором в этой схеме существует довольно высокая напряженность поля.

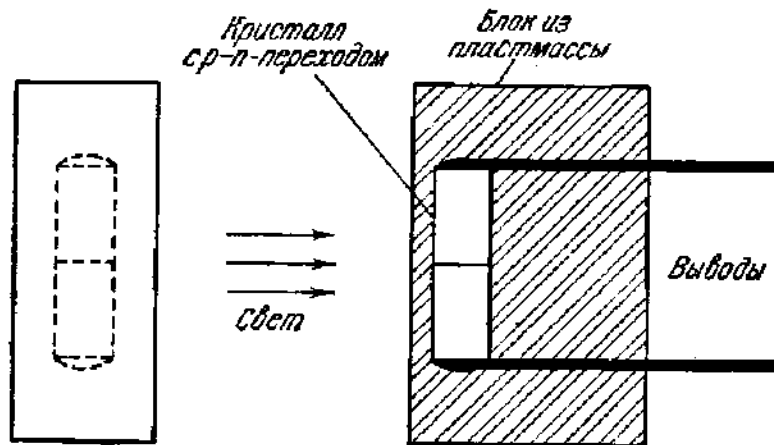


Рис. 559. Германиевый фотодиод.

Одна из конструкций германиевого фотодиода, имеющая вместе с оболочкой из пластмассы размер в несколько миллиметров, изображена на рис. 559. При отсутствии освещения через кристалл течет слабый ток неосновных носителей, являющийся темновым током фотоэлемента. При освещении фотоэлемента по обе стороны от перехода происходит рождение пар электрон-дырка. Дырки, рожденные в  $n$ -области, и электроны, рожденные в  $p$ -области, подошедшие

в процессе диффузии к переходу, увлекаются полем через переход и образуют фототок того же направления, что и темновой ток. Фототок равен, следовательно, приросту тока под действием светового

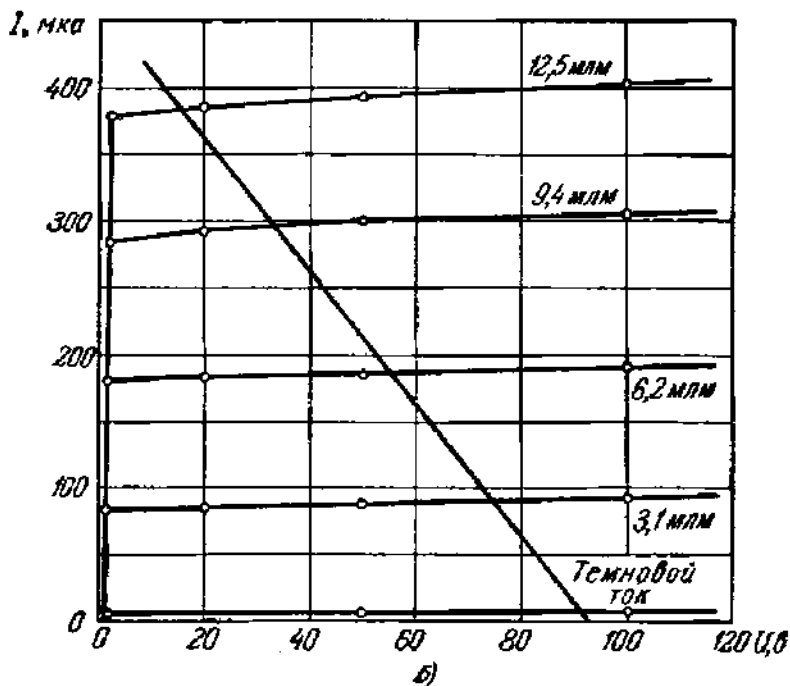
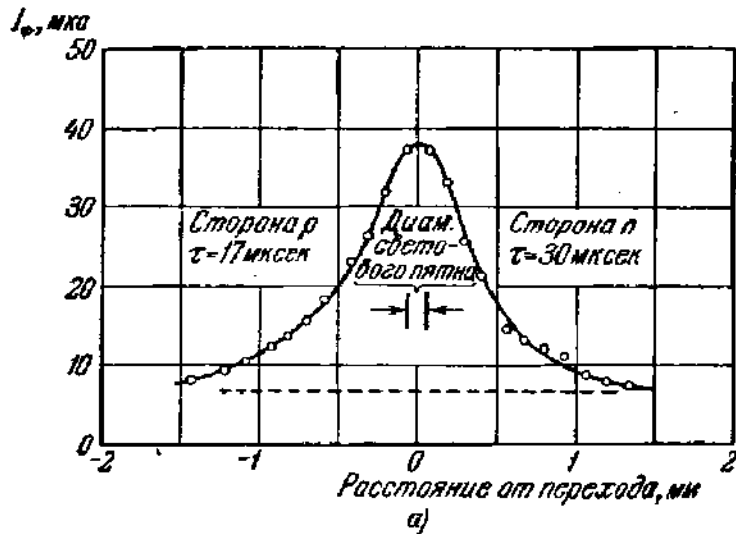


Рис. 560. *а* — зависимость тока германиевого фотодиода от расстояния между  $n$ — $p$ -переходом и световым пятном; *б* — вольт-амперные характеристики германиевого фотодиода при различных световых потоках. На рисунке показана линия нагрузки, соответствующая  $\mathcal{E} = 90 \text{ в}$  и  $R_H = 2 \cdot 10^5 \text{ ом}$ .

потока. Очевидно, что носители тока, рожденные на расстоянии, много превышающем диффузионную длину, имеют мало шансов дойти до перехода. Поэтому нет смысла освещать всю поверхность фотоэлемента и свет следует концентрировать в виде узкой полоски непосредственно у перехода. Кривая рис. 560, *а* дает зависимость

чувствительности фотоэлемента от положения светового пятна на его поверхности. Как и следовало ожидать, кривая имеет максимум, если свет падает непосредственно на переход. Количество приходящих к переходу носителей, появившихся от него на расстоянии  $x$ , вследствие их рекомбинации убывает (§ 56) пропорционально величине  $\exp\left[-\frac{x}{L}\right]$ , где  $L = L_p$  для дырок и  $L = L_n$  для электронов. Значит, из кривой рис. 560, а можно определить  $L_n$  и  $L_p$  и, зная коэффициенты диффузии  $D_n$  и  $D_p$ , можно найти  $\tau_n$  и  $\tau_p$ . Коэффициенты  $D_n$  и  $D_p$  можно найти непосредственным измерением или вычислить из соотношения Эйнштейна  $\frac{D}{b} = \frac{kT}{e}$ . Этот способ измерения  $L_p$  и  $L_n$  достаточно прост и удобен. Значения  $\tau_p$  и  $\tau_n$ , найденные из кривой рис. 560, а, указаны на рисунке.

Семейство вольт-амперных характеристик германиевого фотодиода показано на рис. 560, б. Форму характеристики можно истолковать следующим образом: при очень малых внешних напряжениях неосновные носители тока, заряжая  $p$ -область положительно и  $n$ -область отрицательно, понижают высоту потенциального барьера в переходе и через него проходит в направлении, обратном фототоку, заметный встречный ток основных носителей. Но в дальнейшем поле в переходе делается достаточно высоким и ток основных носителей остается практически запертым. Однако характеристика продолжает немного подниматься, потому что слабое поле, существующее в толще кристалла и направляющее к переходу неосновные носители, постепенно усиливается, «полевая» компонента тока постепенно увеличивается и фототок растет. Характеристики почти горизонтальны в пределах от 1 до 100 в; внутреннее сопротивление, вычисленное по их наклону, порядка 10 мгом. Существенно, что темновой ток остается очень малым (не более 5 мка). Характеристики в горизонтальной части почти эквидистантны, что указывает на возможность неискаженного воспроизведения модулированного светового потока при различных сопротивлениях нагрузки.

Нагрузочная прямая, изображенная на рис. 560, б, соответствует  $\vartheta = 90^\circ$  и  $R_n = 2 \cdot 10^5$  ом. Квантовый выход фотоэлементов этого типа оказался близким к единице. Частотный предел, определяемый емкостью перехода, лежит не ниже 100 кГц. Разработан также германиевый фотодиод с большой полезной площадью, имеющий конструкцию обычного вентильного фотоэлемента [Л.8.10]. Спектральная характеристика германиевого фотодиода перекрывает видимую часть спектра и имеет длинноволновую границу около  $\lambda = 1,8 \mu$  при максимуме вблизи  $\lambda = 1,4 \mu$ .

Цифры, характеризующие описанный здесь образец германиевого фотодиода, и формы вольт-амперной характеристики показывают, что можно ожидать успешного применения германиевых фотодиодов в установках для воспроизведения звука.



## § 62. Введение носителей тока в германий. Нитевидный полупроводниковый триод

Для работы кристаллических полупроводниковых триодов существенное значение имеет действие введенных извне в полупроводник неосновных носителей тока, например дырок, введенных в *n*-германий.

Как было показано в 1948 г. Бардином и Браттейном, неосновные носители тока могут быть введены в германий через выпрямляющий контакт с металлическим острием (точечный контакт). При подаче на точечный контакт напряжения в прямом направлении он эмиттирует неосновные носители тока в германий. В настоящем параграфе сначала рассматриваются влияние неосновных носителей тока на электрические свойства полупроводника и способы их введения.

**I. Модуляция проводимости полупроводника посредством введения в него неосновных носителей тока.** Допустим, что в полупроводник каким-либо способом вводятся основные или неосновные носители тока. Так, электроны можно вводить с помощью электронной бомбардировки, хотя это непрактичный и слабо действующий метод. Можно воспользоваться *p-n*-переходом, созданным вблизи поверхности полупроводника, или точечным металлическим контактом. Рассмотрим, как будет меняться проводимость полупроводника после введения в него добавочных носителей тока.

Предположим сначала, что в полупроводник вводятся основные носители тока, например в электронный полупроводник вводятся добавочные электроны. Внутри полупроводника возникает поле, которое приводит в движение все электроны проводимости и по истечении некоторого времени из полупроводника в соприкасающиеся с ним проводники (если он включен в электрическую цепь) вытесняются все добавочные электроны и нейтральность полупроводника восстанавливается. Для вычисления времени восстановления будем исходить из уравнения непрерывности [Л.А.17, гл. VI, § 87]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div} \mathbf{j}, \quad (62.1)$$

где

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} = -\sigma \operatorname{grad} U. \quad (62.2)$$

Из (62.1) и (62.2) следует:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \sigma \Delta U, \quad (62.3)$$

откуда, используя уравнение Пуассона:

$$\Delta U = -\frac{4\pi}{\epsilon} \rho,$$

получим уравнение, определяющее зависимость  $\rho$  от времени:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{4\pi\sigma}{\epsilon} \rho. \quad (62.4)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{t}{\tau_{rel}}}, \quad (62.5)$$

где через  $\tau_{rel}$  обозначено так называемое время релаксации, которое для электронного полупроводника равно

$$\tau_{rel} = \frac{\epsilon}{4\pi\sigma} = \frac{\epsilon}{4\pi e b_n \cdot n_0}. \quad (62.6)$$

Например, для кристалла  $n$ -германия с  $n_0 = 10^{16}$   $1/см^3$ ,  $\epsilon = 16,1$ ,  $b_n = 3500$   $см^2/сек \cdot в$  получается  $\tau_{rel} \approx 2,5 \cdot 10^{-13}$   $сек$ . Время релаксации для металлов, где  $n_0 \approx 10^{23}$   $1/см^3$ , еще много меньше. Таким образом, в кристаллах, обладающих сколько-нибудь заметной проводимостью, введение основных носителей тока не может изменить проводимость на срок, достаточный для практического использования явления. Изменения проводимости, вызванные введением основных носителей тока, слишком быстро исчезают. Совсем иная картина получается при введении неосновных носителей тока, скажем, дырок, в  $n$ -германий. После введения дырок также возникает поле, приводящее в движение все носители тока и стремящееся вытеснить введенные дырки из полупроводника. Однако, ввиду того что концентрация введенных дырок много меньше, чем концентрация основных носителей тока, время релаксации, выражаемое опять формулой (62.6), в которой  $n_0$  надо заменить концентрацией дырок  $p$ , будет много больше. Вытеснение дырок из  $n$ -германия — относительно медленный процесс, и гораздо быстрее будет протекать втягивание в полупроводник электронов из соприкасающихся с ним проводников в количестве, достаточном для нейтрализации. В итоге очень скоро после введения дырок в полупроводнике окажется, кроме  $n_0$  электронов, еще  $n = p$  добавочных электронов, что вызовет соответствующее увеличение проводимости, так как полная концентрация электронов будет  $(n_0 + n) = (n_0 + p)$ .

Повышенная проводимость будет постепенно убывать вследствие рекомбинации электронов и дырок. Изменение концентрации дырок с временем, ввиду того что диффузия в этом случае отсутствует, будет определяться уравнением (см. формулу (58.26))

$$\frac{dp}{dt} = \frac{p_n - p}{\tau_p}, \quad (62.7)$$

где  $p_n$  — равновесная концентрация дырок в  $n$ -германии, составляющих около  $10^{10}$   $1/см^3$  в нашем примере. Начальные условия, для

которых нужно найти решение уравнения (62.7), имеют вид  $t=0$ ,  $p=p_n + (\delta p)$ , и решение уравнения (62.7) будет

$$p = p_n + (\delta p) e^{-\frac{t}{\tau_p}}. \quad (62.8)$$

Как уже было отмечено,  $\tau_p$  в зависимости от качества кристалла колеблется в пределах десятков и сотен микросекунд и может даже достигать  $10^{-3}$  сек. Во всяком случае  $\tau_p \gg \tau_{rel}$ . Это значит, что процесс уменьшения проводимости, возросшей после введения неосновных носителей тока, протекает гораздо медленнее, чем после введения основных носителей, и может быть использован для модуляции проводимости в технических устройствах. Модуляция проводимости путем введения неосновных носителей тока используется в нитевидных кристаллических триодах.

**2. Введение неосновных носителей тока в германий.** Экспериментальное изучение введения неосновных носителей тока было проведено Шокли и Хейнсом на «нитевидном» кристалле (длина

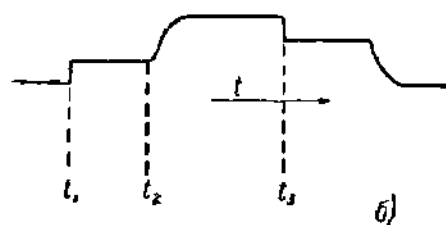
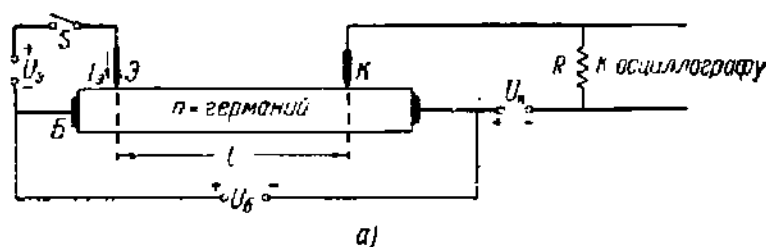


Рис. 561. *а* — схема опыта по изучению распространения неосновных носителей тока в полупроводнике; *б* — вид осциллограммы, получающейся при замыкании цепи эмиттерного острья в схеме *а*:  $t_1$  — момент замыкания  $S$ ;  $t_2$  — момент прихода дырок к острью  $K$ ;  $t_3$  — момент размыкания  $S$ .

около 1 см, сечение  $10^{-2} \times 10^{-2}$  см), к которому были подведены металлические заостренные контакты с помощью особого механического устройства, точно фиксирующего положение острий и позволяющего перемещать их вдоль кристалла (рис. 561). На электрод Э (эмиттер) можно подавать постоянное напряжение или кратковременный импульс от генератора, не показанного на рисунке. Сначала

разберем, что будет происходить при замыкании цепи эмиттера для случая *n*-германия.

После замыкания ключа *S* практически мгновенно изменится ток, переносимый основными носителями — электронами, имеющими в Ge равновесную концентрацию  $n_0$ , и осциллограф отметит в момент замыкания  $t_1$  скачок тока через сопротивление  $R$ . Такой же скачок получится и при условии, что  $\mathcal{E}$  — обычный омический контакт, а вместо кристалла Ge включено любое сопротивление. Но если через  $\mathcal{E}$  в *n*-германий вводятся дырки, то картина на экране осциллографа меняется. Дырки увлекаются электрическим полем, созданным в кристалле батареей  $U_6$  к электроду  $K$ , и, начиная с момента достижения ими этого электрода, происходит увеличение электропроводности вблизи  $K$  и новый рост тока через  $R$ , начинающийся в момент  $t_2$ . Направление дрейфа введенных зарядов доказывает, что через  $\mathcal{E}$  входят в Ge именно дырки. Подвижность их можно найти из соотношения

$$(u_p)_{\text{дрейф}} = b_p \cdot E = b_p \frac{U_6}{l}. \quad (62.9)$$

Из аналогичного опыта с кристаллом *p*-германия можно найти подвижность электронов  $b_n$  и из соотношения Эйнштейна

$$\frac{D}{b} = \frac{kT}{e}$$

вычислить коэффициенты диффузии электронов и дырок  $D_n$  и  $D_p$ . Подобные прямые измерения  $b_n$  и  $b_p$  позволили уточнить их значения для Ge, которые ранее вычислялись из измерений электропроводности и постоянной Холла (§ 13, ч. 1).

Заменяя источник постоянной эдс импульсным генератором, можно непосредственно измерять коэффициент диффузии неосновных носителей. Импульс, имеющий форму, изображенную на рис. 562, *a*, дает на экране осциллографа кроме почти мгновенно возникающего выброса *I* (рис. 562, *б*) также появляющийся через некоторое время широкий импульс *II*.

Импульс *II* появляется при прохождении мимо  $K$  (рис. 561, *a*) «облака» дырок, вошедших в Ge при подаче импульса на  $\mathcal{E}$ . Это «облако», подвигаясь под действием поля, одновременно расплывается вследствие диффузии (рис. 562, *в*), и из его радиуса можно вычислить  $D_p$ , а по времени прохождения найти подвижность  $b_p$ . Эти измерения

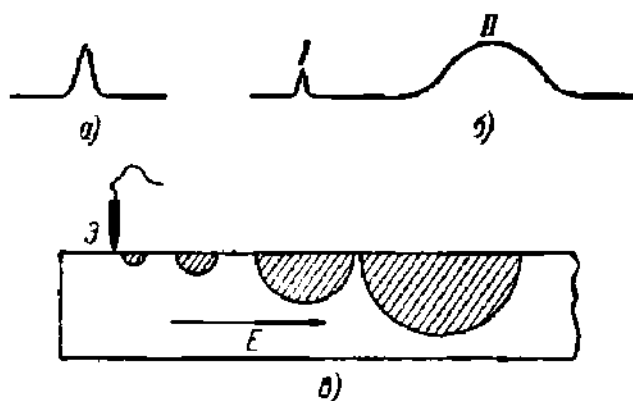


Рис. 562. Распространение импульса тока неосновных носителей в проводнике.

*a* — форма импульса на входе; *б* — вид осциллограммы на выходе; *в* — изменение формы «облака» неосновных носителей во время распространения.

позволили подтвердить справедливость соотношения Эйнштейна для носителей тока в Ge.

Введение дырок в *n*-германий через контакт Э означает, что в металл переходят из Ge электроны заполненной зоны, а остающиеся после этого в Ge дырки увлекаются полем или диффундируют вглубь кристалла. Однако вполне возможно, что в металл из Ge будут переходить и свободные электроны. Таким образом, ток через эмиттер может иметь как дырочную, так и электронную составляющие и можно написать:

$$I_p = \gamma I_s, \quad (62.10)$$

где  $I_s$  — ток эмиттера и  $\gamma$  — коэффициент, характеризующий долю дырочного тока  $I_p$ . Коэффициент  $\gamma$  имеет большое значение для приборов с точечными контактами, его называют коэффициентом инжекции (введения) дырок или эффективностью эмиттера (дырочного). Аналогичным коэффициентом характеризуется и эмиссия электронов в полупроводник.

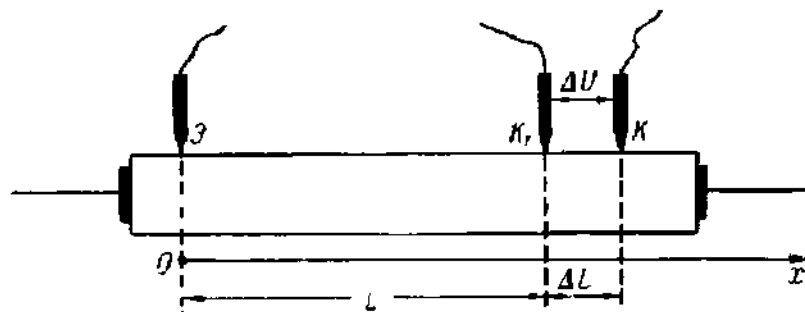


Рис. 563. Расположение острия эмиттера и коллекторных острий в опыте по определению коэффициента  $\gamma$ .

Для определения  $\gamma$  на кристалле устанавливается еще одно острие (рис. 563) и измеряется напряжение  $\Delta U = U_1 - U$  между остриями  $K_1$  и  $K$  при разомкнутой цепи эмиттера, равное  $(\Delta U)_0$  и при замкнутой  $(\Delta U)_E$ . Проводимость участка кристалла между эквипотенциальными поверхностями  $U_1$  и  $U_2$  определится для обоих случаев из соотношений

$$Y_E = \frac{I_s + I_6}{(\Delta U)_E}; \quad Y_0 = \frac{I_6}{(\Delta U)_0}.$$

Отношение  $Y_E/Y_0$ , очевидно, можно найти из опыта. Удельная проводимость при разомкнутой цепи эмиттера равна

$$\sigma_0 = eb_n n_0,$$

а при условии введения дырок

$$\sigma_E = eb_n n + eb_p p = eb_n (n_0 + p) + eb_p p = \sigma_0 \left[ 1 + \frac{p}{n_0} \left( 1 + \frac{1}{b} \right) \right],$$

где  $b = b_n/b_p$ . Из написанных формул следует:

$$\frac{Y_E}{Y_0} = \frac{\sigma_E}{\sigma_0} = 1 + \frac{\rho}{n_0} \left(1 + \frac{1}{b}\right), \quad \frac{\rho}{n_0} = \frac{\frac{Y_E}{Y_0} - 1}{1 + \frac{1}{b}}. \quad (62.11)$$

С другой стороны, для отношения дырочного тока  $I_p$  к полному току  $I_n + I_p = I_s + I_0$  можно написать:

$$\frac{I_p}{I_n + I_p} = \frac{eb_p\rho}{eb_n n + eb_p\rho} = \frac{\frac{\rho}{n_0}}{b \left[1 + \frac{\rho}{n_0} \left(1 + \frac{1}{b}\right)\right]} = \frac{1 - \frac{Y_0}{Y_E}}{1 + b}. \quad (62.12)$$

Умножая (62.12) на  $(I_n + I_p) = (I_s + I_0)$ , получим:

$$I_p = \frac{(I_s + I_0) \left(1 - \frac{Y_0}{Y_E}\right)}{1 + b} = \frac{(I_s + I_0) - Y_0(\Delta U)_E}{1 + b}. \quad (62.13)$$

В числителе равенства (62.13) стоит сумма дырочного тока  $I_p$  и тока  $(I_n)_{\text{доп}}$ , создаваемого добавочными электронами, вовлеченными в Ge для нейтрализации объемного заряда дырок, так как  $Y_0(\Delta U)_E$  — это ток, переносимый при замкнутой цепи эмиттера электронами равновесной концентрации  $n_0$ . Легко видеть, что при делении  $(I_n)_{\text{доп}} + I_p$  на  $(1 + b)$  должна получиться как раз дырочная составляющая тока  $I_p$ , которую, таким образом, можно определить из опыта.

Это значение  $I_p$ , однако, не равно  $\gamma I_s$ , так как на пути от эмиттера Э до электрода К дырочный ток ослабляется из-за рекомбинаций. Если на прохождение пути Э → К затрачивается время  $\Delta t$ , то

$$I_p = (I_p)_{x=0}, \quad e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p}} = \gamma I_s e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p}}, \quad (62.13a)$$

или

$$\ln I_p = \ln(\gamma I_s) - \frac{\Delta t}{\tau_p}, \quad (62.13b)$$

где  $\Delta t$  определяется из формулы (см. рис. 563)

$$\Delta t = \frac{L}{(u_p)_{\text{дрейф}}} = \frac{L}{b_p E} = \frac{L}{b_p \left[ \frac{\Delta U_E}{\Delta L} \right]}. \quad (62.14)$$

Формула (62.13b) показывает, что зависимость  $\ln I_p$  от  $\Delta t$  изображается прямой линией, наклон которой равен  $1/\tau_p$ , отсекающей на оси ординат отрезок, равный  $\ln(\gamma I_s)$ . Таким образом, из этого графика можно найти как  $\gamma$ , так  $\tau_p$ . Отрезок времени  $\Delta t$  можно изменять как перемещая острия по кристаллу, так и меняя поле  $E$ .

Эксперименты, выполненные с *n*-германием, показали, что для дырок  $\gamma$  близко к единице, т. е. ток эмиттера был в условиях опыта почти целиком дырочный. Для введения электронов через точечный контакт в *p*-германий было найдено, что  $\gamma \approx 0,6$ . Более полное изложение вопросов, затронутых в настоящем пункте, см. в [Л.8.7].

**3. Нитевидные полупроводниковые триоды.** Полупроводниковым триодом называют трехэлектродный полупроводниковый прибор, посредством которого, воздействуя сигналом небольшой мощности, от местного источника эдс, подключенного определенным образом к триоду, можно получать в нагрузке мощности, превосходящие мощности, затраченные в управляющей цепи. На основе полупроводниковых триодов, как и на основе вакуумных триодов, могут быть построены разнообразные усилители и генераторы. Этим и объясняется название «полупроводниковый триод», принятое в отечественной технической литературе\*).

Известно несколько типов полупроводниковых триодов, из которых пока наибольшее практическое значение приобрели плоскостные триоды, представляющие собой монокристаллы с двумя или большим числом *p* — *n*-переходов, и полупроводниковые триоды с точечными контактами, которые будут описаны в двух следующих параграфах.

Из полупроводниковых триодов других типов — нитевидных триодов, канальных триодов, и триодов с поверхностными барьерами — здесь будет рассмотрен первый. Нитевидный триод, правда, не получил практического применения по причинам технологического и конструктивного характера, но его теория особенно проста и полезна для выяснения свойств триодов других типов. Поэтому изучение полупроводниковых триодов целесообразно начать с нитевидных триодов.

В нитевидном полупроводниковом триоде, названном так из-за своей формы, для усиления используется модуляция проводимости длинного, тонкого кристалла *n*-германия (размеры кристалла  $5 \times 0,1 \times 0,1$  мм) потоком вводимых в него дырок. Схема включения, на которой можно заметить эффект изменения проводимости кристалла при введении дырок, изображена на рис. 564. Концы тонкого кристалла сильно расширены, и к ним подведены электроды с омическими контактами. Третий электрод Э образует с кристаллом точечный контакт. Как уже отмечалось, точечный контакт может служить эмиттером дырок в *n*-германий; для этого на него нужно подать небольшое положительное напряжение.

Электрод Э в соответствии с ролью, которую он играет, называется эмиттером. Электрод К называется коллектором, электрод Б —

---

\*) В иностранной технической литературе общепринято название «транзистор», предложенное изобретателями полупроводниковых триодов. Это название, а также название «кристаллический триод» часто встречаются и в отечественной литературе.

базой (или основанием); происхождение этого названия будет впоследствии выяснено. Те же названия (эмиттер, база и коллектор) присвоены электродам полупроводниковых триодов всех конструкций. Вводя в цепь между эмиттером и базой эдс сигнала, а между базой и коллектором — нагрузочное сопротивление  $R_n$ , можно в измененной таким образом схеме рис. 564 получить усиление.

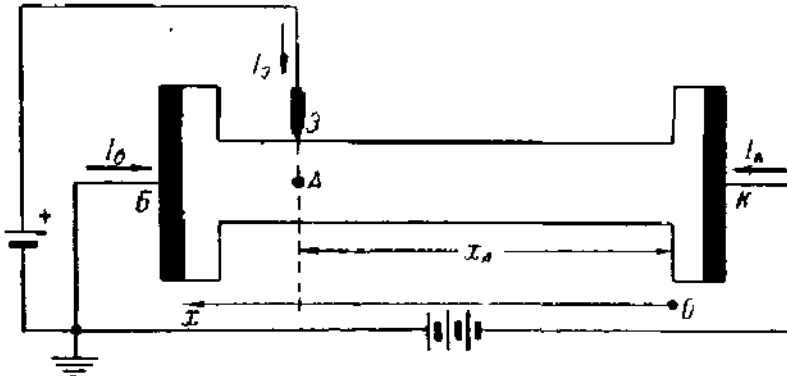


Рис. 564. Нитевидный кристаллический триод.

Обозначим ток в цепи эмиттера  $I_3$ , ток в цепи коллектора  $I_k$  и будем считать  $I_3$  и  $I_k$  положительными, когда они направлены в кристалл. Начало отсчета координаты  $x$  поместим на коллекторном электроде и ось  $x$  направим справа налево.

Будем считать, что количество вводимых через эмиттер дырок настолько невелико, что вызывает только небольшие изменения концентрации носителей тока и напряженности поля, существовавших до введения. Обозначим через  $n_0$  и  $E_0$  концентрацию электронов и напряженность поля до введения дырок,  $E_i(x)$  — приращение напряженности поля после введения дырок,  $p_i(x)$  — концентрацию введенных дырок, равную  $n_i(x)$  — концентрации добавочных электронов, нейтрализующих объемный заряд дырок. Примем, кроме того, что  $p_i(x)$  все же много больше равновесной концентрации дырок в  $n$ -германий, т. е. что

$$p_i(x) \gg p_n = \frac{n_i^2}{n_0}, \quad p_i(x) + p_n \approx p_i(x). \quad (62.15)$$

Плотность тока на коллектор  $K$  равна

$$\begin{aligned} j_k &= \frac{I_k}{S} = eb_n [n_0 + n_i(x)] [E_0 + E_i(x)] + eb_p p_i(x) [E_0 + E_i(x)] = \\ &= eb_n n_0 E_0 + eb_n n_0 E_i(x) + eb_n n_i(x) E_0 + eb_p p_i(x) E_0, \end{aligned} \quad (62.16)$$

если отбросить члены, содержащие произведения двух малых величин  $n_i(x)$ ,  $E_i(x)$ ,  $p_i(x)$ .

Пусть в точке  $A$ , лежащей непосредственно перед эмиттером, концентрация дырок равна  $p_i(x_A)$ ; тогда в точке  $x$ , куда дырки проходят через время

$$t = \frac{x_A - x}{u_{дрейф}},$$



концентрация дырок будет

$$p_i(x) = p_i(x_A) \exp\left\{-\frac{x_A - x}{\tau_p u_{дрейф}}\right\} = n_i(x). \quad (62.17)$$

Умножим равенство (62.16) на  $dx$  и проинтегрируем все слагаемые от  $x=0$  до  $x=x_A$ , учитывая при этом, что

$$eb_p p_i(x_A) E_0 = \frac{I_{pk}(x_A)}{S}, \quad (62.18)$$

где  $I_{pk}(x_A)$  — дырочная составляющая коллекторного тока непосредственно у эмиттера. Получим:

$$\begin{aligned} eb_n n_0 S \int_0^{x_A} [E_0 + E_i(x)] dx = \\ = I_k x_A - I_{pk}(x_A) (1 + b) \int_0^{x_A} \exp\left\{-\frac{x_A - x}{\tau_p u_{дрейф}}\right\} dx, \end{aligned} \quad (62.19)$$

где  $b = b_n/b_p$ . Слева стоит интеграл от напряженности поля, взятый от коллектора ( $x=0$ ) до точки  $A$  ( $x=x_A$ ); это, очевидно, взятая с соответствующим знаком разность потенциалов этих точек  $U_k - U_A = -(U_A - U_k)$ . Вычисляя интеграл в правой части и вводя неизменное введением дырок сопротивление кристалла

$$r_k = \frac{x_A}{S} \cdot \frac{1}{eb_n n_0}, \quad (62.20)$$

получим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r_k} (U_k - U_A) = \\ = I_k - (1 + b) I_{pk}(x_A) \frac{\tau_p u_{дрейф}}{x_A} \left[ 1 - e^{-\frac{x_A}{\tau_p u_{дрейф}}} \right]. \end{aligned} \quad (62.21)$$

Время движения дырок от точки  $A$  (т. е. от эмиттера) до коллектора

$$T_{в.к} = \frac{x_A}{u_{дрейф}}.$$

Используя это равенство и обозначая

$$\frac{\tau_p}{T_{в.к}} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{T_{в.к}}{\tau_p}\right) \right] = \beta, \quad (62.22)$$

приведем уравнение (62.21) к следующему виду:

$$U_k - U_A = I_k r_k - (1 + b) \beta I_{pk}(x_A) r_k. \quad (62.23)$$

Коэффициент  $\beta$  учитывает уменьшение дырочного тока на пути от эмиттера до коллектора, происходящее вследствие рекомбинаций. Его называют «коэффициентом переноса» дырочного тока.

Рассмотрим участок кристалла от базового электрода до точки  $A$ . Пусть ток через него равен  $I_6$  и сопротивление равно  $r_6$ . Тогда по закону Ома, учитывая направление тока, получим:

$$-U_A = r_6 \cdot I_6. \quad (62.24)$$

Наконец, дырочная составляющая тока в точке  $A$  составляет только часть тока через эмиттер  $I_9$ , так что ( $\gamma < 1$ )

$$I_{pk}(x_A) = \gamma I_9. \quad (62.25)$$

Окончательно получим для напряжения на коллекторе

$$U_k = (r_6 + \alpha r_k) I_9 + (r_6 + r_k) I_k, \quad (62.26)$$

где

$$\alpha = \gamma \beta (1 + b). \quad (62.27)$$

Обратимся теперь к цепи эмиттера. Между острием эмиттера и точкой  $A$ , лежащей внутри кристалла, находится область кристалла куда происходит эмиссия дырок. Ниже будет показано, что в этой области находится своего рода  $p-n$ -переход. Не занимаясь пока выяснением структуры области, куда происходит эмиссия дырок, отметим только, что она, вообще говоря, имеет нелинейную вольт-амперную характеристику, что в общем виде можно записать так:

$$U_9 - U_A = F(I_9). \quad (62.28)$$

Заменяя  $U_A = -r_6 I_6$  и воспользовавшись соотношением

$$I_9 + I_k + I_6 = 0,$$

вытекающим из первого закона Кирхгоффа, если учесть направление токов, получим:

$$U_9 = r_6 I_9 + r_6 I_k + F(I_9). \quad (62.29)$$

Равенства (62.26) и (62.29) дают искомые выражения  $U_k$  и  $U_9$  через  $I_9$  и  $I_k$ . Предполагая, что

$$I_k = I_{k0} + i_k, \quad I_9 = I_{90} + i_9, \quad U_k = U_{k0} + u_k, \quad U_9 = U_{90} + u_9,$$

где  $i_9$ ,  $i_k$ ,  $u_9$ ,  $u_k$  — переменные составляющие токов и напряжений небольшой амплитуды, и представляя  $F(I_9)$  в виде

$$F(I_9) = F(I_{90} + i_9) = F(I_{90}) + F'(I_{90}) i_9 = F(I_{90}) + r_9 i_9, \quad (62.30)$$

где  $r_9$  имеет смысл дифференциального сопротивления участка кристалла между эмиттером и точкой  $A$ , получим для переменных составляющих уравнения:

$$\left. \begin{aligned} u_9 &= (r_6 + r_9) i_9 + r_6 i_k, \\ u_k &= (r_6 + \alpha r_k) i_9 + (r_6 + r_k) i_k. \end{aligned} \right\} \quad (62.31)$$

Влияние тока эмиттера на цепь коллектора отражает член  $\alpha r_k i_3$  во втором из уравнений (62.31). Появление этого члена эквивалентно включению в цепь коллектора генератора тока  $\alpha i_3$  с бесконечно большим внутренним сопротивлением, как это сделано на схеме рис. 565, а. Уравнения, описывающие поведение эквивалентной схемы (рис. 565, а), как легко убедиться, совпадают с уравнениями (62.31). Сопротивления  $r_3$ ,  $r_6$ ,  $r_k$  называются соответственно сопротивлениями эмиттера, базы и коллектора.

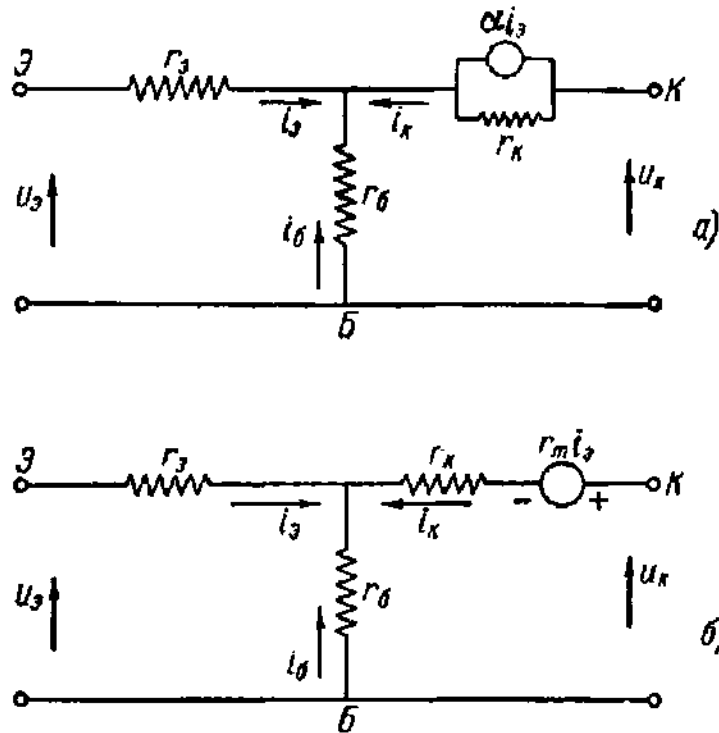


Рис. 565. Эквивалентные схемы кристаллического триода.

а — с генератором тока; б — с генератором напряжения.

Вместо эквивалентной схемы (рис. 565, а) с генератором тока можно пользоваться эквивалентной схемой с генератором напряжения (рис. 565, б), где действие тока эмиттера на цепь коллектора учитывается источником эдс  $r_m i_3$ , включенным последовательно с  $r_k$ . Для схемы рис. 565, б получаются уравнения:

$$u_3 = r_3 i_3 + r_6 (i_3 + i_k); \quad u_k - r_m i_3 = i_k r_k + (i_k + i_3) r_6,$$

или

$$\left. \begin{aligned} u_3 &= (r_3 + r_6) i_3 + r_6 i_k, \\ u_k &= (r_m + r_6) i_3 + (r_k + r_6) i_k \end{aligned} \right\} \quad (62.32)$$

причем  $r_m = \alpha r_k$  (сравни (62.31) и (62.32)).

Замена реальных электрических контуров эквивалентными схемами является обычным приемом при расчете контуров с полупроводниковыми триодами, как и при расчете контуров, содержащих электронные лампы.

Выясним теперь смысл коэффициента  $\alpha$ . Предположим, что зажимы коллектор — база замкнуты накоротко по переменной составляющей. Тогда  $u_k = 0$  и из второго уравнения (62.31) следует:

$$\left(\frac{i_k}{i_b}\right)_{u_k=0} = \frac{r_b + \alpha r_k}{r_b + r_k} = \alpha_b. \quad (62.33)$$

Обычно  $r_b \ll r_k$ , так как острие эмиттера находится близко от базового электрода. Тогда

$$\alpha_b \approx \alpha. \quad (62.34)$$

Если эдс сигнала включена в цепь эмиттера, как это имеет место в случае общей точки на базе, то  $i_b$  — входной ток усилителя, а  $i_k$  — его выходной ток. Параметр  $\alpha$  называют коэффициентом передачи; из (62.27) видно, что это параметр, не зависящий от схемы включения. Как показывает формула (62.33), он приближенно равен коэффициенту усиления тока в схеме с общей базой  $\alpha_b$  при короткозамкнутом коллекторе. Коэффициент  $\alpha$  является одним из важных параметров полупроводникового триода, причем практически выгодно при прочих одинаковых условиях иметь возможно большие значения  $\alpha$ , как это будет показано немного ниже.

Усиление тока в нитевидном триоде основано на действии дырок, введенных в *n*-германий в составе эмиттерного тока, причем введение через эмиттерный электрод электронов не оказывает практически никакого действия. Поэтому вполне понятно, что увеличение дырочной составляющей эмиттерного тока, т. е. увеличение  $\gamma$  и сохранение действия дырок по возможности на всем пути от эмиттера до коллектора (увеличение  $\beta$ ), оказывается выгодным.

Как известно, уменьшение сопротивления зависит не только от присутствия дырок, но и от того, сколько добавочных электронов они вовлекают в полупроводник. Очевидно, что чем медленнее по сравнению с электронами проходят свой путь дырки, тем больше потребуются электроны для нейтрализации их объемного заряда. Этим и объясняется зависимость  $\alpha$  от  $b = b_n/b_p$ . Величина

$$(1 + b) = 1 + \frac{b_n}{b_p} = \alpha_{\max} \quad (62.35)$$

равна коэффициенту усиления по току в нитевидном триоде с идеальным эмиттером ( $\gamma = 1$ ) при полном отсутствии рекомбинаций ( $\beta = 1$ ). Можно создать условия, при которых прохождение неосновных носителей тока в полупроводнике задерживается, и получить этим способом добавочное усиление по току. С триодом, где используется этот способ увеличения  $\alpha$ , мы встретимся ниже. В германии  $b \approx 2$ , так что для нитевидного триода получается  $\alpha_{\max} \approx 3$ , и выходной ток  $i_k$  больше входного тока  $i_b$ , а так как в выходную цепь между коллектором и базой можно включать большое нагрузочное сопротивление, то усилитель с нитевидным триодом дает усиление по напряжению и по мощности. Величина усиления будет вычислена ниже.

Для работы нитевидного триода в схеме, как и для работы полупроводниковых триодов других типов, существенное значение имеет отмеченная уже выше нелинейность входной характеристики ( $U_3, I_3$ ). Входное сопротивление триода в зависимости от  $I_3$  может принимать как положительные, так при некоторых условиях и отрицательные значения. Эта особенность нитевидного триода обусловлена наличием связи между цепями коллектора и эмиттера. Физическая природа этой связи в нитевидных триодах и триодах с точечными контактами имеет много общего. На этом вопросе следует поэтому остановиться подробнее.

Для упрощения расчета положим  $\beta = \gamma = 1$ ;  $\alpha = (1 + b)$ . Дырочный ток, текущий слева направо (рис. 564), будет тогда равен  $I_3$ , и в противоположном направлении будет проходить поток добавочных электронов, образующий ток силой  $\alpha I_3 - I_3 = (\alpha - 1)I_3 = bI_3$ . На участке АК триода ток усилится, откуда следует, что при  $U_k = \text{const}$  понизится потенциал точки А. Понижение потенциала точки А равно  $r_6(\alpha - 1)I_3$ , так как ток добавочных электронов при наших предположениях целиком проходит через базу. Таким образом, вхождение потока положительных зарядов через острие Э сопровождается не повышением, а понижением потенциала в непосредственном соседстве с Э и величина понижения пропорциональна дырочному току через острие. Это значит, что входное сопротивление было бы отрицательно, если бы можно было пренебречь падением напряжения на  $r_3$  (схема рис. 565, а). Считая, что все параметры схемы кроме  $r_3$  постоянны и что  $U_k = \text{const}$ , т. е.  $u_k = 0$ , получим из второго уравнения (62.31), если  $r_6 \ll r_k$ :

$$\begin{aligned} (r_6 + \alpha r_k) i_3 + (r_k + r_6) i_k &= 0, \\ i_k &= -i_3 \frac{r_6 + \alpha r_k}{r_6 + r_k} \approx -\alpha i_3. \end{aligned} \quad (62.36)$$

Из первого уравнения (62.31) теперь следует:

$$u_3 = (r_6 + r_3) i_3 - i_3 \alpha r_6,$$

и входное сопротивление равно

$$r_{\text{вх}} = \frac{u_3}{i_3} = r_3 - r_6(\alpha - 1) = r_3 - b r_6. \quad (62.37)$$

Из (62.37) следует, что при  $\alpha > 1$  сопротивление  $r_{\text{вх}}$  может быть отрицательным. Если  $r_3$ , как характерно для выпрямляющих контактов в прямом направлении, уменьшается при увеличении тока  $I_3$ , то  $r_{\text{вх}}$  будет положительно при малых  $I_3$  и может стать отрицательным при больших  $I_3$ . Статическая характеристика ( $I_3, U_3$ )  $U_k = \text{const}$  в этом случае будет иметь максимум. С такого рода входными характеристиками приходится встречаться у триодов с точечными контактами.

Нитевидные триоды не применяются в технических приборах, и мы не будем приводить численных примеров, иллюстрирующих их свойства.

**4. Некоторые общие формулы.** На рис. 566 представлена схема однокаскадного усилителя, где полупроводниковый триод изображен четырехполюсником  $A$  с общей точкой на одном из электродов.

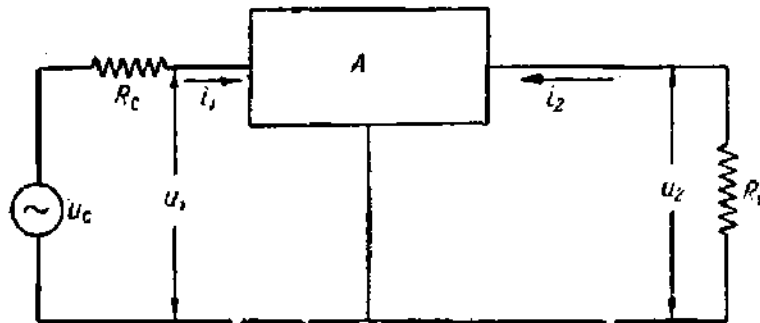


Рис. 566. Четырехполюсник с общей точкой, изображающий полупроводниковый триод.

В входную цепь включен источник эдс с внутренним сопротивлением  $R_c$ , к выходной цепи подключена нагрузка  $R_n$ . Постоянные эдс, дающие смещения на электроды, на рис. 566 не показаны. Та же схема (рис. 566), если под четырехполюсником подразумевать электронную лампу, пригодна и для изображения лампового усилителя.

Входные и выходные токи и напряжения содержат вообще постоянные и переменные составляющие:

$$I_1 = I_{10} + i_1 \quad I_2 = I_{20} + i_2, \quad U_1 = U_{10} + u_1, \quad U_2 = U_{20} + u_2.$$

На рис. 566 отмечены только переменные составляющие токов и напряжений, причем величины, относящиеся к входной цепи, отмечены индексами 1, а к выходной — индексами 2. Из четырех величин  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $U_1$ ,  $U_2$  две могут быть заданы произвольно: для электронной лампы, например, практически удобно задавать напряжения  $U_1 = U_c$  и  $U_2 = U_a$ , которыми однозначно определяются токи  $I_c$  и  $I_a$  (обратное, вообще говоря, неверно; см., например, рис. 359, а и б, гл. 5); в теории электронных ламп поэтому за независимые переменные всегда принимают междуэлектродные напряжения. Но формально допустимо за независимые переменные принять любые две из четырех величин:  $U_1$ ,  $U_2$ ,  $I_1$ ,  $I_2$ . Так как для полупроводниковых триодов, в отличие от ламп, напряжения всегда однозначно определяются токами, в то время как обратное не всегда верно, то в теории полупроводниковых триодов за независимые переменные большей частью принимают токи. В настоящем разделе мы так и будем поступать. Следовательно, можно положить

$$U_1 = F_1(I_1, I_2), \quad U_2 = F_2(I_1, I_2). \quad (62.38)$$

Дифференцируя (62.38), заменяя приращения  $dU_1$ ,  $dU_2$ ,  $dI_1$ ,  $dI_2$  мгновенными значениями переменных составляющих для малых амплитуд

и обозначая  $\frac{\partial U_1}{\partial I_1}$ ,  $\frac{\partial U_1}{\partial I_2}$ ,  $\frac{\partial U_2}{\partial I_1}$ ,  $\frac{\partial U_2}{\partial I_2}$  соответственно через  $r_{11}$ ,  $r_{12}$ ,  $r_{21}$ ,  $r_{22}$ , получим:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= r_{11}i_1 + r_{12}i_2 \\ u_2 &= r_{21}i_1 + r_{22}i_2 \end{aligned} \right\} \quad (62.39)$$

Параметры  $r_{11}$ ,  $r_{12}$ ,  $r_{21}$ ,  $r_{22}$ , имеющие размерность сопротивления, могут быть либо измерены на переменном токе при условии достаточно малой его амплитуды, либо определены по наклонам статических характеристик триода:

$$\begin{aligned} U_1 &= f_{11}(I_1)_{I_2=\text{const}}, & U_1 &= f_{12}(I_2)_{I_1=\text{const}}, \\ U_2 &= f_{21}(I_1)_{I_2=\text{const}}, & U_2 &= f_{22}(I_2)_{I_1=\text{const}}, \end{aligned}$$

измеренных на постоянном токе. Сходные методы определения параметров применяются и для электронных ламп. Описание методов экспериментального определения параметров кристаллических триодов см. [Л.8.29; Л.8.44].

Из рис. 566 следует:

$$\left. \begin{aligned} u_c &= u_1 + i_1 R_c \\ 0 &= u_2 + i_2 R_H \end{aligned} \right\} \quad (62.40)$$

Уравнения (62.39) и (62.40) дают:

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= \frac{r_{22} + R_H}{[(r_{11} + R_c)(r_{22} + R_H) - r_{12}r_{21}]} u_c \\ i_2 &= \frac{r_{21}}{[(r_{11} + R_c)(r_{22} + R_H) - r_{12}r_{21}]} u_c \\ u_1 &= \frac{r_{11}(R_H + r_{22}) - r_{12}r_{21}}{[(r_{11} + R_c)(r_{22} + R_H) - r_{12}r_{21}]} u_c \\ u_2 &= \frac{r_{21}R_H}{[(r_{11} + R_c)(r_{22} + R_H) - r_{12}r_{21}]} u_c \end{aligned} \right\} \quad (62.41)$$

Из (62.41) можно найти параметры, характеризующие усилительные свойства схемы. Коэффициент усиления по току равен

$$\alpha_i = -\frac{i_2}{i_1} = \frac{r_{21}}{r_{22} + R_H}, \quad (62.42)$$

Он достигает максимума при  $R_H = 0$ , т. е. при короткозамкнутом выходе усилителя; очевидно, при этом выходное напряжение усилителя  $U_2 = \text{const}$ . Максимальное значение коэффициента усиления по току равно

$$(\alpha_i)_{\text{max}} = (\alpha_i)_{R_H=0} = \frac{r_{21}}{r_{22}}. \quad (62.43)$$

Коэффициент усиления по напряжению

$$\mu = \frac{u_2}{u_1} = \frac{R_H r_{21}}{r_{11}r_{22} + r_{11}R_H - r_{12}r_{21}}. \quad (62.44)$$

Наибольшей величины  $\mu$  достигает при  $R_H = \infty$ , т. е. при разомкнутой выходной цепи. Из (62.44) следует:

$$(\mu)_{\max} = (\mu)_{R_H = \infty} = \frac{r_{21}}{r_{11}}. \quad (62.45)$$

Усиление мощности при заданных  $R_c$  и  $R_H$  можно охарактеризовать отношением мощности, выделенной в нагрузке усилителя, к наибольшей мощности  $u_c^2/4R_c$ , которую можно получить в согласованной нагрузке непосредственно от источника  $u_c$  с внутренним сопротивлением  $R_c$ . Это отношение равно

$$g = \frac{u_2^2/R_H}{u_c^2/4R_c} = \frac{4R_c R_H r_{21}^2}{[(r_{11} + R_c)(r_{22} + R_H) - r_{12}r_{21}]^2}. \quad (62.46)$$

Наибольшее усиление мощности получится при согласовании входного и выходного сопротивлений четырехполюсника с сопротивлением источника эдс и нагрузки. Из уравнений (62.39) и (62.40) для входного сопротивления получаем:

$$R_{вх} = \frac{u_1}{i_1} = r_{11} - \frac{r_{12}r_{21}}{r_{22} + R_H} = (R_c)_{\text{опт}}$$

и для выходного сопротивления

$$R_{вых} = \frac{u_2}{i_2} = r_{22} - \frac{r_{12}r_{21}}{r_{11} + R_c} = (R_H)_{\text{опт}}.$$

Полагая в (62.46)  $R_c = (R_c)_{\text{опт}}$  и  $R_H = (R_H)_{\text{опт}}$ , после преобразований найдем, что максимальное усиление мощности равно

$$g_{\max} = \frac{r_{21}^2}{r_{11}r_{22}} \frac{1}{\left[1 + \sqrt{1 - \frac{r_{12}r_{21}}{r_{11}r_{22}}}\right]}. \quad (62.47)$$

Полученные выше формулы пригодны для схем с любыми полупроводниковыми триодами и для любых положений общей точки.

Сравнение уравнений (62.31) с уравнениями (62.39), выведенными для схемы с общей базой, дает

$$\begin{aligned} r_{11} &= r_6 + r_9, & r_{12} &= r_6, \\ r_{21} &= r_6 + \alpha r_k = r_6 + r_m, & r_{22} &= r_6 + r_k. \end{aligned} \quad (62.48)$$

Из формул (62.42) и (62.43) следует:

$$\begin{aligned} \alpha_i &= \frac{r_{21}}{r_{22} + R_H} = \frac{r_6 + \alpha r_k}{r_6 + r_k + R_H}, \\ (\alpha_i)_{\max} &= \frac{r_6 + \alpha r_k}{r_6 + r_k} = \alpha_6 \approx \alpha, \end{aligned}$$



как это уже было найдено раньше. Формулы (62.45) и (62.47), если  $r_6$  мало, принимают вид

$$(\mu)_{\max} = (\mu)_{R_H=0} \approx \frac{r_k}{r_s + R_c} \alpha, \quad (62.49)$$

$$g_{\max} \approx \frac{1}{4} \frac{r_k}{r_s} \alpha. \quad (62.50)$$

Эти формулы показывают, что при прочих одинаковых параметрах выгодно иметь возможно больший коэффициент передачи триода  $\alpha$ . Формулы (62.49) и (62.50) верны только для триода с общей базой, к которому относятся эквивалентные схемы рис. 565.

### § 63. Плоскостные полупроводниковые триоды

**1. Устройство и принцип действия.** Возможность применения полупроводникового кристалла с двумя близко расположенными  $p$  —  $n$  — переходами для усиления и генерирования колебаний была теоретически доказана В. Шокли в 1949 г., и вскоре после этого такой прибор был изготовлен и исследован экспериментально. Структура двух

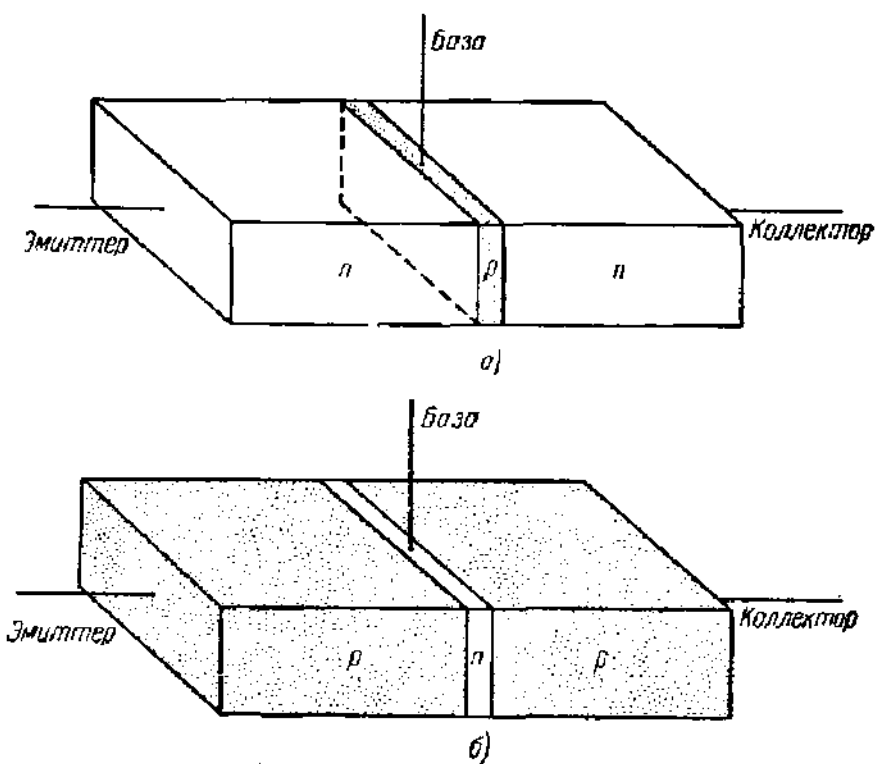


Рис. 567. Плоскостные триоды.

а — типа  $n-p-n$ ; б — типа  $p-n-p$ .

наиболее простых типов плоскостных триодов представлена на схематическом рисунке 567. Плоскостной триод типа  $n-p-n$  (рис. 567, а) представляет собой монокристалл германия с тонкой  $p$ -областью, заключенной между двумя  $n$ -областями; в триоде типа  $p-n-p$

(рис. 567, б) тонкая  $n$ -область лежит между двумя  $p$ -областями. Крайние области называются эмиттерной и коллекторной областями;  $p$  —  $n$ -переходы между ними и средней областью — эмиттерным и коллекторным переходами; средняя область называется базовой областью.

Электроды, подведенные к трем областям и образующие с ними омические контакты, носят название эмиттера, коллектора и базы. Плоскостные триоды в действительности не имеют формы вытянутого параллелепипеда, которая им придана на рис. 567. Этот рисунок, кроме расположения  $p$ - и  $n$ -областей, правильно передает только две особенности плоскостных триодов, а именно: тонкость базовой области триода и форму границы между областями, которая всегда бывает почти плоской; отсюда и произошло название приборов этого типа\*).

При изготовлении плоскостных триодов чаще всего применяют уже описанные ранее (§ 59) метод вытягивания из расплава и метод вплавления электродов. Нашли себе применение также и некоторые другие методы, например метод диффузии примесных атомов из газовой среды. Наиболее распространены  $p$  —  $n$  —  $p$ -триоды, получаемые путем вплавления индиевых электродов в  $n$ -германий. Вблизи поверхности получается сплав  $In$  и  $Ge$ , имеющий металлическую проводимость. В глубь кристалла концентрация индия быстро убывает, и германий приобретает дырочную проводимость. На границе с  $n$ -германием, занимающим среднюю часть кристалла, образуются два  $p$  —  $n$ -перехода. По этому методу изготавливаются, например, триоды ПИА, Б, В и т. д. отечественного производства (см. ниже рис. 577, а).

Рассмотрим сначала качественно принцип действия плоскостных триодов. Работа полупроводниковых триодов всех типов основана на том, что под действием вводимых извне носителей тока (управляемых эдс сигнала во входной цепи) изменяется проводимость участка цепи (выходной), в которую включен местный источник эдс. В нитевидном триоде вводимые неосновные носители тока изменяют омическое сопротивление тонкого кристалла  $n$ -германия. В  $n$  —  $p$  —  $n$ - и  $p$  —  $n$  —  $p$ -триодах неосновные носители, вводимые в область базы, действуют на проводимость  $p$  —  $n$ -перехода (коллекторного), находящегося под обратным напряжением. Ниже рассмотрена работа плоскостных триодов на примере  $n$  —  $p$  —  $n$ -триода.

На рис. 568 показаны зонная диаграмма и распределение концентраций в короткозамкнутом  $n$  —  $p$  —  $n$ -триоде. На рисунке принято для простоты, что концентрации примесных атомов в обеих  $n$ -областях одинаковы, хотя в действительности большей частью это не имеет места. Как было показано в теории  $p$  —  $n$ -переходов (§ 58),  $n$ -области эмиттера и коллектора заряжаются положительно относительно базовой  $p$ -области и распределение концентраций внутри

\*) В иностранной и довольно часто в отечественной технической литературе для плоскостных полупроводниковых триодов применяются названия « $n$  —  $p$  —  $n$ -транзисторы» и « $p$  —  $n$  —  $p$ -транзисторы».

переходов подчиняется закону Больцмана. В обоих переходах устанавливается поле, препятствующее прохождению через них основных носителей тока, но содействующее прохождению неосновных носителей.

Если на эмиттер  $n-p-n$ -триода подать небольшое отрицательное напряжение  $U_3$ , а на коллектор значительно большее положи-

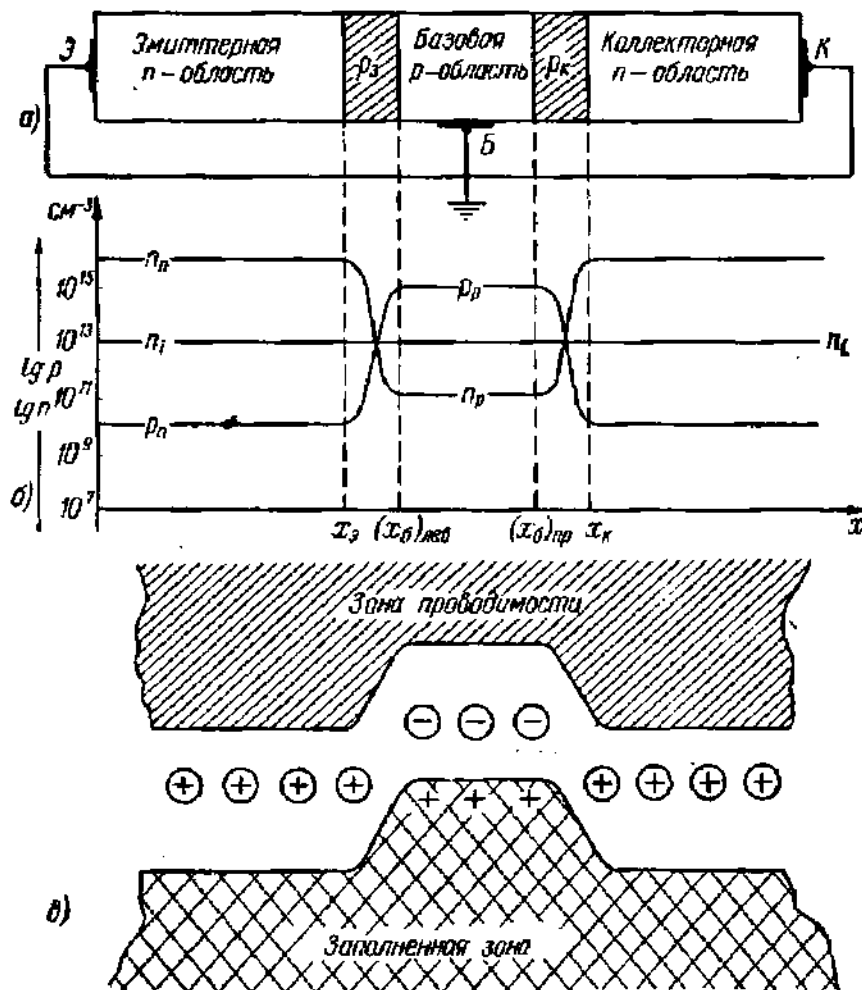


Рис. 568. Короткозамкнутый  $n-p-n$ -триод.

$a$  — расположение областей и переходов в кристалле;  $b$  — кривые распределения концентраций носителей тока;  $c$  — энергетические зоны.

На рисунке указаны значения  $p$  и  $n$ , типичные для плоскостных триодов.

тельное напряжение  $U_к$ , то кривые распределения концентраций и зонная диаграмма примут вид, показанный на рис 569. Больцмановское распределение концентраций электронов и дырок внутри переходов приближенно сохраняется, а на границах концентрации неосновных носителей изменяются следующим образом: концентрации дырок на границе  $n$ -области эмиттера в точке  $x = x_3$  и электронов на границе  $p$ -области базы в точке  $x = (x_6)_{лев}$  возрастают в  $\exp \left| \frac{eU_3}{kT} \right|$  раз; концентрации дырок на границе коллекторной  $n$ -области в точке  $x = x_к$  и электронов на границе  $p$ -области базы в точке  $x = (x_6)_{пр}$

уменьшаются в  $\exp\left|\frac{eU_k}{kT}\right|$  раз, т. е. падают до ничтожно малой величины, так как  $U_k \gg \frac{kT}{e}$ .

Изменение концентраций неосновных носителей на границах  $p$ - и  $n$ -областей триода приводит, как известно (§ 58), к появлению диффузионных потоков носителей, полностью затухающих вследствие рекомбинации только на расстоянии, равном нескольким диффузионным длинам.

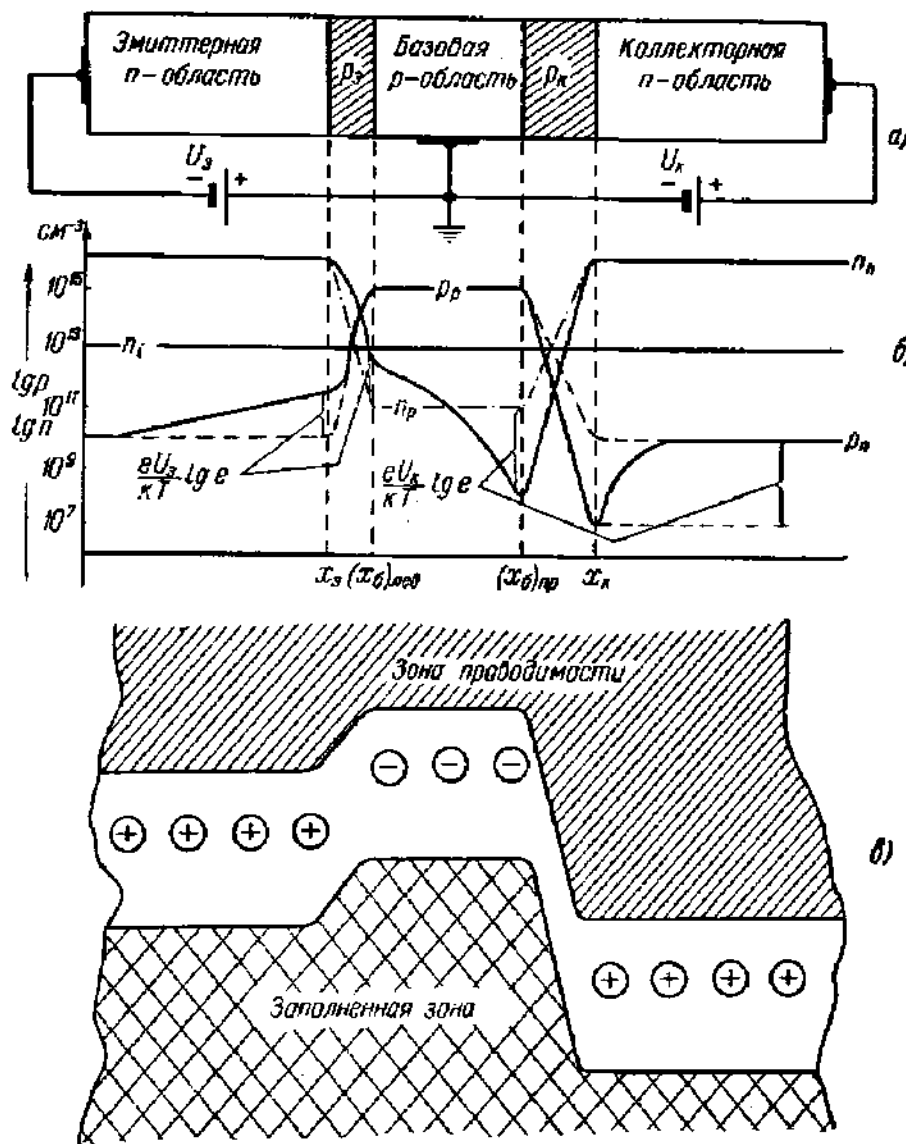


Рис. 569.  $n-p-n$ -триод под напряжением.

а — схема включения; б — кривые распределения концентраций носителей тока; в — энергетические зоны.

Диффузионные потоки дырок устанавливаются в области эмиттера и в области коллектора, и диффузионные токи в точках  $x = x_3$  и  $x = x_k$  будут дырочными компонентами токов через эмиттерный  $P_3$  и коллекторный  $P_k$  переходы. Но ширина базовой области  $d_6$  много меньше диффузионной длины электронов  $L_n$  ( $d_6 \ll L_n$ ). Оче-

видно, на всем протяжении базовой области градиент концентрации дырок нигде не будет спадать до нуля и в этой области установится непрерывный диффузионный поток, доставляющий к коллекторному переходу  $P_k$  электроны, введенные (инъектированные) через эмиттерный переход  $P_s$ .

Для  $p$ -области базы электроны являются неосновными носителями, и поле перехода  $P_k$  увлекает их на другую сторону в коллекторную область. Ток через переход  $P_k$  после подачи напряжения  $U_s$  возрастает, иными словами, обратное сопротивление перехода  $P_k$  уменьшится.

Пусть напряжение на эмиттерном переходе  $P_s$  возрастает от  $U_s$  до  $U_s + \Delta U_s$  и ток через  $P_s$  возрастает на  $\Delta I_s$ . Все электроны, составляющие приращение тока  $\Delta I_s$ , входят в диффузионный поток, текущий в базовой области, и все, за исключением тех, которые рекомбинируют во время движения через область базы, приходят к переходу  $P_k$  и увлекаются его полем в коллекторную область, вызывая увеличение коллекторного тока  $\Delta I_k$ . Таким путем в  $n-p-n$ -триодах осуществляется управление током в цепи коллектора (выходным) посредством потока неосновных носителей тока, вводимых в область базы через эмиттерный переход  $P_s$ . Описанный процесс прохождения электронов через триод делает понятным происхождение названий «эмиттер» и «коллектор».

Изложенное выше качественное представление о процессах в плоскостных триодах позволяет сделать некоторые существенные заключения. Из него следует прежде всего, что управление изменениями тока в коллекторной цепи осуществляется только через посредство неосновных носителей — электронов, вводимых в область базы, хотя при количественных расчетах дырочные компоненты токов должны быть учтены. Поэтому, чтобы переход  $P_s$  работал как хороший эмиттер неосновных носителей, в плоскостных триодах всегда концентрация примесей в эмиттерной области значительно, обычно более чем на порядок, превосходит концентрацию примесей в базовой области. Например, в хорошо изученном американском триоде М-1752 (один из ранних, описанных в литературе  $n-p-n$ -триодов)  $n_s \approx 50 p_b$  и электропроводность  $\sigma_s \approx 100 \sigma_b$ . В одном из более новых триодов типа  $p-n-p$ , где должно быть  $p_s \gg n_b$ , было найдено  $\sigma_s = 10^3 \sigma_b$  и, учитывая различие в подвижностях электронов и дырок,  $p_s \approx 2 \cdot 10^3 n_b$ . В серийных триодах, изготавливаемых промышленностью,  $\sigma_s/\sigma_b$  также велико.

Если возрастание коллекторного тока  $\Delta I_k$  вызвано только действием электронов, введенных в базу в составе тока  $\Delta I_s$ , как это будет при неизменном напряжении коллектора  $U_k$ , то отношение

$$\left. \frac{\Delta I_k}{\Delta I_s} \right|_{U_k = \text{const}} = \alpha \quad (63.1)$$

характеризует свойства триода и является его параметром;  $\alpha$  называют коэффициентом передачи или коэффициентом усиления триода

по току. Коэффициент передачи равен приблизительно коэффициенту усиления по току в схеме с общей базой  $\alpha_6$  (§ 62) при короткозамкнутом коллекторе. Условие  $U_k = \text{const}$ , очевидно, хорошо выполняется, если внешнее сопротивление, включенное в цепь коллектора, много меньше сопротивления коллекторного перехода  $P_k$ . На практике это условие обычно оказывается выполненным, так как сопротивление  $p-n$ -перехода при обратном напряжении очень велико. Легко видеть, что для  $n-p-n$ -триода  $\alpha \lesssim 1$ . В самом деле,  $\Delta I_k$  не равно  $\Delta I_e$  по двум причинам: во-первых, часть электронов рекомбинирует при прохождении через область базы (эта часть мала, если ширина базы  $d_6 \ll L_n$ ); во-вторых, электронный ток через переход  $P_s$  составляет только часть полного тока  $I_s$  из-за присутствия дырочной компоненты, которая, однако, мала, так как  $p_6 \ll n_s$ . Заметим кстати, что концентрация примесей в коллекторной области может быть меньше концентрации примесей в эмиттерной области, и это не отражается на величине  $\Delta I_k$ .

Содержание неосновных для области базы носителей в токе эмиттера (в  $n-p-n$ -триоде электронов) и влияние рекомбинаций в области базы учитываются в теории нитевидных триодов коэффициентами  $\gamma$  и  $\beta$ . Из сказанного выше следует, что аналогичные эффекты существуют и в плоскостных триодах и что для них как  $\gamma$ , так и  $\beta$  только немного меньше единицы. В теории нитевидных триодов (§ 62)

$$\alpha = \gamma\beta(1 + b)$$

и  $\alpha > 1$  за счет множителя  $(1 + b) = \left(1 + \frac{b_n}{b_p}\right)$ , который отражает уменьшения сопротивления полупроводника при введении неосновных носителей тока. Уменьшение омического сопротивления базовой области наблюдается и в плоскостных триодах, но оно почти не оказывает влияния на токи, так как падение напряжения в толще кристалла остается всегда, кроме, может быть, очень сильных токов, малым.

Для плоскостных триодов коэффициент передачи поэтому с большой точностью выражается формулой

$$\alpha = \gamma\beta, \quad (63.2)$$

где  $\gamma$  — эффективность эмиттера (коэффициент инжекции) и  $\beta$  — коэффициент переноса в базовой области. Коэффициент  $\alpha$ , следовательно, зависит только от физических свойств триода и не зависит от схемы его включения.

Предположим теперь, что в цепь эмиттера триода с общей точкой на базе включен источник переменной эдс  $U_c$ , а в цепь коллектора — нагрузка  $R_n$ . Высота барьера  $P_s$  будет изменяться в соответствии с изменением  $U_c$ , и в цепи эмиттера и коллектора появятся переменные слагающие тока  $i_s$  и  $i_k$ . Тогда

$$i_k \approx \alpha i_s.$$

Это равенство почти точно даже при больших значениях  $R_H$ , так как сопротивление коллекторного перехода, находящегося под большим обратным напряжением, очень велико.

Усиление в триоде типа  $p-n-p$  происходит совершенно аналогично усилению в триоде типа  $n-p-n$ , но электроны и дырки в нем меняются ролями. Конечно, знаки напряжений  $U_B$  и  $U_K$  должны быть изменены.

Переменная составляющая тока коллектора  $i_K$  только немного меньше переменной составляющей тока в цепи эмиттера  $i_E$ . Зато сопротивление цепи коллектора, в которую включена нагрузка  $R_H$ , много больше сопротивления цепи эмиттера. Соответственно этому напряжение на нагрузке  $u_H = i_K \cdot R_H$  и мощность, выделенная в ней, много больше напряжения  $U_C$  и мощности, расходуемой в цепи эмиттера. Плоскостной триод позволяет, следовательно, получить усиление по напряжению и по мощности.

**2. Вольт-амперные характеристики.** Соотношения между токами и напряжениями для плоскостных триодов можно найти основываясь на теории  $p-n$ -переходов (§ 58). Так как в плоскостных триодах движение носителей тока практически чисто диффузионное, то распределение концентрации электронов в базе подчиняется уравнению (58.29)

$$\frac{d^2}{dx^2} [n(x) - n_p] - \frac{1}{L_n^2} [n(x) - n_p] = 0.$$

Общее его решение можно записать в следующей форме:

$$n(x) - n_p = A e^{+\frac{x}{L_n}} + B e^{-\frac{x}{L_n}}.$$

Граничные условия, как это следует из теории  $p-n$ -перехода, имеют вид

$$\text{при } x = (x_6)_{\text{пр}} \quad n(x) = n_p \exp\left(-\frac{eU_K}{kT}\right),$$

$$\text{при } x = (x_6)_{\text{лев}} \quad n(x) = n_p \exp\left(-\frac{eU_B}{kT}\right)$$

(см. рис. 569), причем  $U_B < 0$  и  $U_K > 0$ . Обозначая ширину базовой области  $d_6 = (x_6)_{\text{пр}} - (x_6)_{\text{лев}}$ , после подстановки граничных условий и определения постоянных  $A$  и  $B$  для  $n(x)$  получим:

$$n(x) = n_p \left[ 1 + \left( e^{-\frac{eU_B}{kT}} - 1 \right) \frac{\text{sh} \frac{(x_6)_{\text{пр}} - x}{L_n}}{\text{sh} \frac{d_6}{L_n}} + \right. \\ \left. + \left( e^{-\frac{eU_K}{kT}} - 1 \right) \frac{\text{sh} \frac{x - (x_6)_{\text{лев}}}{L_n}}{\text{sh} \frac{d_6}{L_n}} \right]. \quad (63.3)$$

Электронная компонента эмиттерного тока  $I_{эn}$  в переходе  $P_0$  найдется из уравнения ( $S$  — сечение кристалла)

$$I_{эn} = -(-e) D_n S \frac{dn}{dx} = \\ = \frac{Sen_p D_n}{L_n} \left[ - \left( e^{-\frac{eU_э}{kT}} - 1 \right) \operatorname{cth} \frac{d_6}{L_n} + \left( e^{-\frac{eU_k}{kT}} - 1 \right) \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{d_6}{L_n}} \right]. \quad (63.4)$$

Используя соотношение Эйнштейна  $\frac{D_n}{b_n} = \frac{kT}{e}$  и вводя имеющие размерность проводимостей величины:

$$Y_{11,n} = eb_n n_p \frac{S}{L_n} \operatorname{cth} \frac{d_6}{L_n}, \quad (63.5)$$

$$Y_{12,n} = eb_n n_p \frac{S}{L_n} \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{d_6}{L_n}}, \quad (63.6)$$

можно  $I_{эn}$  привести к виду

$$I_{эn} = -Y_{11,n} \frac{kT}{e} \left( e^{-\frac{eU_э}{kT}} - 1 \right) - Y_{12,n} \left( e^{-\frac{eU_k}{kT}} - 1 \right) \frac{kT}{e}. \quad (63.7)$$

Эмиттерный ток имеет также дырочную компоненту  $I_{эp}$ . Распределение концентрации дырок в  $n$ -области эмиттера, которую мы считаем широкой, выражается соответственно измененной формулой (58.306):

$$p(x) = (p_n)_э + (p_n)_к \left( e^{-\frac{eU_э}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x-x_э}{(L_p)_э}}, \quad (63.8)$$

где  $(p_n)_э$ ,  $(L_p)_э$  относятся к области эмиттера; соответственные величины  $(p_n)_к$  и  $(L_p)_к$  для области коллектора имеют, вообще говоря, иное значение. Дырочная компонента эмиттерного тока в переходе  $P_0$

$$I_{эp} = -(+e) D_p \cdot S \left( \frac{dp}{dx} \right)_{x=x_э} = \\ = -eb_p (p_n)_э \frac{S}{(L_p)_э} \cdot \frac{kT}{e} \left( e^{-\frac{eU_э}{kT}} - 1 \right), \quad (63.9)$$

или

$$I_{эp} = -Y_{11,p} \frac{kT}{e} \left( e^{-\frac{eU_э}{kT}} - 1 \right), \quad (63.10)$$

где

$$Y_{11,p} = eb_p (p_n)_э \frac{S}{(L_p)_э}. \quad (63.11)$$

Полный ток эмиттера

$$I_э = I_{эn} + I_{эp} = Y_{11} \frac{kT}{e} \left( 1 - e^{-\frac{eU_э}{kT}} \right) + Y_{12} \frac{kT}{e} \left( 1 - e^{-\frac{eU_k}{kT}} \right), \quad (63.12)$$



причем

$$Y_{11} = Y_{11,n} + Y_{11,p}, \quad Y_{12} = Y_{12,n} \quad (63.13)$$

Аналогичное вычисление дает для коллекторного тока

$$I_k = Y_{21} \frac{kT}{e} (1 - e^{-\frac{eU_3}{kT}}) + Y_{22} \frac{kT}{e} (1 - e^{-\frac{eU_k}{kT}}), \quad (63.14)$$

$$Y_{21} = Y_{21,n} = -eb_n n_p \frac{S}{L_n} \frac{1}{\operatorname{sh} \frac{d_6}{L_n}}, \quad (63.15)$$

$$Y_{22} = Y_{22,n} + Y_{22,p} = eb_n n_p \frac{S}{L_n} \operatorname{cth} \frac{d_6}{L_n} + eb_p (p_n)_k \frac{S}{(L_p)_k}. \quad (63.16)$$

Предполагая, что токи и напряжения испытывают колебания небольшой амплитуды, и заменяя  $I_3, I_k, U_3, U_k$  через  $I_3 + i_3, I_k + i_k, U_3 + u_3, U_k + u_k$ , где  $i_3, i_k, u_3, u_k$  — мгновенные значения переменных составляющих, применяя для величин  $\exp\left(-\frac{eU_3}{kT}\right), \exp\left(-\frac{eU_k}{kT}\right)$  разложение в ряд с сохранением в разложениях членов первого порядка малости и принимая во внимание уравнения (63.12) и (63.14), получим:

$$\left. \begin{aligned} i_3 &= Y_{11} e^{-\frac{eU_3}{kT}} u_3 + Y_{12} e^{-\frac{eU_k}{kT}} u_k = y_{11} u_3 + y_{12} u_k, \\ i_k &= Y_{21} e^{-\frac{eU_3}{kT}} u_3 + Y_{22} e^{-\frac{eU_k}{kT}} u_k = y_{21} u_3 + y_{22} u_k. \end{aligned} \right\} \quad (63.17)$$

Полученные выше формулы (например, формула (63.9)) показывают, что дырочные компоненты токов через переходы  $n-p-n$ -триода остались такими же, как в отдельных  $p-n$ -переходах при соответствующих напряжениях. При этом дырочный ток через коллекторный переход очень мал, так как всегда  $U_k \gg \frac{kT}{e}$ . Но электронные токи через переходы изменяются по сравнению с токами через отдельные переходы. Это связано с условием  $d_6 \ll L_n$ , т. е. с близостью переходов  $P_3$  и  $P_k$ . В самом деле, если базовая область так широка, что  $d_6 \gg L_n$ , то посреди нее будет участок, где концентрация электронов постоянна и равна  $n_p = n_i^2/p_p$ , так как все электроны, введенные через эмиттерный переход, рекомбинируют на протяжении длины, равной немногим  $L_n$ . Очевидно, что в таких условиях исключено действие электронов, введенных в базовую область через переход  $P_3$ , на сопротивление коллекторного перехода  $P_k$ . Это же можно увидеть и из уравнений (63.12) и (63.14). При  $\frac{d_6}{L_n} \rightarrow \infty$   $\operatorname{cth} \frac{d_6}{L_n} \rightarrow 1$  и  $\frac{1}{\operatorname{sh} \frac{d_6}{L_n}} \rightarrow 0$ . Следовательно, для широкой базовой области

$$Y_{12} = Y_{21} = 0,$$

и так как  $b = D \frac{e}{kT}$ , то

$$I_3 = Se \left( \frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p (p_n)_3}{(L_p)_3} \right) \left( 1 - e^{-\frac{eU_3}{kT}} \right),$$

$$I_k = Se \left( \frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p (p_n)_k}{(L_p)_k} \right) \left( 1 - e^{-\frac{eU_k}{kT}} \right).$$

Это уравнения двух отдельных, не связанных  $p-n$ -переходов (ср. (58.35)).

Уравнения (63.12) и (63.14) позволяют выразить параметры триода через параметры кристалла  $D_n$ ,  $D_p$ ,  $L_n$ ,  $L_p$  и т. д. Здесь мы это сделаем только в отношении коэффициента передачи  $\alpha$ . Если пренебречь дырочным током через коллекторный переход, то коэффициент передачи

$$\alpha = \beta \gamma,$$

где  $\gamma = \frac{I_{3n}}{I_3}$  — коэффициент инжекции электронов для перехода  $P_3$ . Из (63.7), (63.11) и (63.12) получим:

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{Y_{11n}}{Y_{11n} + Y_{11p}} = \frac{1}{1 + \frac{Y_{11p}}{Y_{11n}}} = \\ &= \frac{1}{1 + \frac{b_p (p_n)_3 \cdot L_n}{b_n n_p (L_p)_3 \operatorname{cth} \frac{d_6}{L_n}}} \approx \frac{1}{1 + \frac{\sigma_6 d_6}{\sigma_3 (L_p)_3}} \approx 1 - \frac{\sigma_6 d_6}{\sigma_3 (L_p)_3}, \end{aligned} \quad (63.18)$$

так как  $\sigma_6 < \sigma_3$ ,  $d_6 < (L_p)_3$  и  $\sigma_6 d_6 \ll \sigma_3 (L_p)_3$ . В современных триодах  $\gamma = 0,990 \div 0,995$ . Коэффициент переноса электронного тока в базовой области равен модулю отношения электронных токов через переходы  $P_k$  и  $P_3$ :

$$\beta = \left| \frac{Y_{21n}}{Y_{11n}} \right| = \frac{1}{ch \frac{d_6}{L_n}} \approx \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left( \frac{d_6}{L_n} \right)^2} \approx 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{d_6}{L_n} \right)^2. \quad (63.19)$$

Формулы (63.18) и (63.19) показывают, как это было отмечено и раньше, что для плоскостных триодов  $\alpha = \gamma \beta \leq 1$ .

В уравнения (63.17) входят токи  $i_3$ ,  $i_k$  и напряжения  $u_3$ ,  $u_k$  эмиттера и коллектора относительно базы. Поэтому коэффициенты  $Y_{11}$ ,  $Y_{12}$ ,  $Y_{21}$ ,  $Y_{22}$  являются параметрами триода в схеме с общей базой. Эти параметры, имеющие размерность проводимостей, не являются единственной группой параметров, применяемой в теории схем на полупроводниковых триодах. В следующем разделе настоящего параграфа даны определения других групп параметров, также часто применяющихся в технических расчетах, и указано, как от одной группы параметров переходить к другой, а также как связаны между

собой параметры различных схем включения полупроводниковых триодов (схема с общей базой, с общим эмиттером и с общим коллектором).

Следовательно, полученные в настоящем пункте уравнения позволяют вычислить теоретически все рабочие параметры триодов и все статические и вольт-амперные характеристики. Такие вычисления приводят к правильным по порядку величин значениям параметров на низкой частоте. Этот результат, а также наглядное и согласующееся с экспериментом представление о работе плоскостного триода достаточно убедительно говорят о правильности теории в основных ее чертах. Однако точность вычисления параметров из теории недостаточна для технических расчетов и на практике параметры приходится определять экспериментально.

Теория  $p-n-p$ -триодов строится совершенно аналогично теории триодов типа  $n-p-n$ , и конечные формулы для  $p-n-p$ -триодов можно непосредственно получить из уравнений (63.12) и (63.14), внося в них соответствующие изменения.

В теории плоскостных триодов, изложенной выше, не учтен ряд обстоятельств, которые могут иметь существенное значение при работе не только на высокой, но и на низкой частоте. Сюда относятся рекомбинация на поверхности кристалла, влияние изменения напряжений на переходах на их ширину, а значит и на ширину относительно плохо проводящей базовой области (о ширине  $p-n$ -перехода см. § 58) и некоторые другие эффекты. О эффектах, учет которых делается необходимым при повышении рабочей частоты, будет немного сказано в п. 5 настоящего параграфа.

Ток, текущий через базовый электрод  $n-p-n$ -триода, складывается из дырочной компоненты эмиттерного тока  $I_{эp}$  и тока, состоящего из дырок, входящих в базовую область и рекомбинирующих там с электронами, инжектированными через переход  $P_э$ , и равного  $(I_{эn} - I_{кn})$ . Током, текущим через коллекторный переход  $P_к$ , находящийся под высоким обратным напряжением, можно ввиду его малости пренебречь. Таким образом, ток базы равен

$$I_б = I_{эp} + I_{\text{рекомб}} = I_{эp} + I_{эn} - I_{кn} = I_э - I_{кn} \quad (63.20)$$

но

$$I_{кn} = \beta I_{эn}, \quad I_{эn} = \gamma I_э;$$

отсюда

$$I_б = (1 - \gamma\beta) I_э = (1 - \alpha) I_э. \quad (63.21)$$

Если полупроводниковый триод включен так, что  $I_б$  служит входным, а  $I_к$  — выходным током (схема с общим эмиттером, см. подробнее следующий пункт), то коэффициент усиления по току в этой схеме равен

$$\alpha_б = \left. \frac{\Delta I_к}{\Delta I_б} \right|_{U_к = \text{const}} \quad (63.22)$$

Так как

$$\Delta I_{\kappa} = \Delta I_{\kappa\pi} = \alpha \Delta I_{\theta}; \quad \Delta I_{\theta} = (1 - \alpha) \Delta I_{\theta},$$

то

$$\alpha_{\theta} = \frac{\alpha}{1 - \alpha}. \quad (63.23)$$

(По содержанию пп. 1 и 2 см. [Л.8.20; Л.8.42; Л.8.44].)

**3. Характеристики и параметры плоскостных триодов.** Плоскостной триод, как и всякий полупроводниковый или вакуумный триод, может быть представлен в виде четырехполюсника, входные и выходные токи и напряжения которого  $I_1, I_2, U_1, U_2$  в общем случае содержат постоянные составляющие  $I_{10}, I_{20}, U_{10}, U_{20}$  и переменные составляющие  $i_1, i_2, u_1, u_2$ . Выше (§ 62) при анализе свойств нитевидного триода было отмечено, что две любые величины из четырех  $I_1, I_2, U_1, U_2$  могут быть приняты за независимые переменные.

Выбор независимых переменных определяется не какими-либо принципиальными соображениями, а только преимуществами в отношении точности измерения параметров или большей простотой формул. В случае электронных ламп оказалось всегда удобным принимать за независимые переменные напряжения  $U_1 = U_{\text{сеточн}}, U_2 = U_{\text{анодн}}$ , от которых однозначно зависят токи и которые легко контролируются в экспериментальных устройствах. В случае полупроводниковых триодов такого единообразия нет. Из шести вообще возможных способов выбора двух независимых переменных из четырех на практике распространены три, когда за независимые переменные принимаются:

- а) входной и выходной токи;
- б) входное и выходное напряжения;
- в) входной ток и выходное напряжение.

С помощью рассуждений, аналогичных проделанным в п. 4 § 62, легко получить три пары уравнений четырехполюсника:

$$u_{11} = r_{11}i_1 + r_{12}i_2, \quad u_2 = r_{21}i_1 + r_{22}i_2; \quad (63.24)$$

$$i_1 = y_{11}u_1 + y_{12}u_2, \quad i_2 = y_{21}u_1 + y_{22}u_2; \quad (63.25)$$

$$u_1 = h_{11}i_1 + h_{12}i_2, \quad i_2 = h_{21}i_1 + h_{22}i_2. \quad (63.26)$$

Уравнения (63.24) совпадают с уравнениями (62.34). Из уравнений (63.24) — (63.26) легко увидеть физический смысл любого из  $r$ -,  $y$ - или  $h$ -параметров:

$$r_{11} = \left( \frac{u_1}{i_1} \right)_{i_2=0}, \quad r_{22} = \left( \frac{u_2}{i_2} \right)_{i_1=0}$$

— входное и выходное сопротивления при соответственно разомкнутых выходе и входе;

$$r_{12} = \left( \frac{u_1}{i_2} \right)_{i_1=0}, \quad r_{21} = \left( \frac{u_2}{i_1} \right)_{i_2=0}$$

— обратное и прямое сопротивления передачи (связи) при соответственно разомкнутых входе и выходе;

$$y_{11} = \left( \frac{i_1}{u_1} \right)_{u_2 = 0}, \quad y_{22} = \left( \frac{i_2}{u_2} \right)_{u_1 = 0}$$

— входная и выходная проводимости при соответственно короткозамкнутых выходе и входе;

$$y_{12} = \left( \frac{i_1}{u_2} \right)_{u_1 = 0}, \quad y_{21} = \left( \frac{i_2}{u_1} \right)_{u_2 = 0}$$

— обратная и прямая передаточные проводимости при соответственно короткозамкнутых входе и выходе;

$$h_{11} = \left( \frac{u_1}{i_1} \right)_{u_2 = 0}$$

— входное сопротивление при короткозамкнутом выходе;

$$h_{22} = \left( \frac{u_2}{i_2} \right)_{i_1 = 0}$$

— выходная проводимость при разомкнутом входе;

$$h_{12} = \left( \frac{u_1}{u_2} \right)_{i_1 = 0}$$

— отношение напряжений входа и выхода при разомкнутом входе;

$$h_{21} = \left( \frac{i_2}{i_1} \right)_{u_1 = 0}$$

— отношение выходного и входного токов при короткозамкнутом выходе.

Параметры  $h_{12}$ ,  $h_{21}$  безразмерные. Следует заметить, что параметры триода только на низкой частоте можно считать действительными величинами, а при переходе к высоким частотам приходится учитывать наличие реактивных слагающих токов и напряжений. Ниже качественно будет рассмотрено влияние повышения частоты.

Легко получить формулы перехода от одних параметров к другим. Например, если за основные взять  $r$ -параметры, то формулы перехода будут иметь вид

$$\left. \begin{aligned} h_{11} &= r_{11} - \frac{r_{12}r_{21}}{r_{22}}, & h_{12} &= \frac{r_{12}}{r_{22}}, \\ h_{21} &= -\frac{r_{21}}{r_{22}} = -\alpha, & h_{22} &= \frac{1}{r_{22}}; \end{aligned} \right\} \quad (63.27)$$

$$\left. \begin{aligned} y_{11} &= \frac{r_{22}}{r_{11}r_{22} - r_{12}r_{21}}, & y_{12} &= -\frac{r_{12}}{r_{11}r_{22} - r_{12}r_{21}}, \\ y_{21} &= -\frac{r_{21}}{r_{11}r_{22} - r_{21}r_{12}}, & y_{22} &= \frac{r_{11}}{r_{11}r_{22} - r_{12}r_{21}}. \end{aligned} \right\} \quad (63.28)$$

Поэтому достаточно измерить какую-нибудь одну группу параметров. Все параметры уравнений (63.24) — (63.26) могут быть определены по наклонам статических характеристик, построенных в соответствующих координатах, или измерены на переменном токе при условии его достаточно малой амплитуды. На основании приведенных выше определений  $r$ -,  $y$ - и  $h$ -параметров можно составить схемы для их измерения. В качестве примера на рис. 570 приведены принципиальные схемы для измерения параметров  $r_{11}$ ,  $y_{22}$  и  $h_{11}$ . Схемы для измерения всех других параметров см., например, [Л.8.29, гл. 8 и 9].

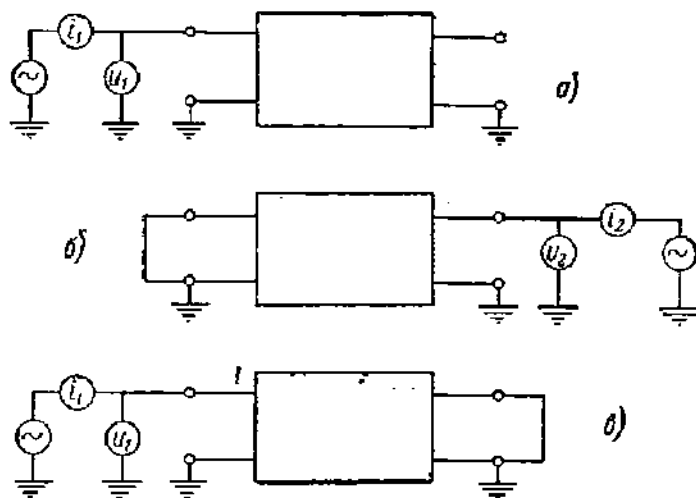


Рис. 570. Принципиальные схемы измерения некоторых параметров полупроводниковых триодов.

$a$  — измерение  $r_{11}$ ;  $б$  — измерение  $y_{22}$ ;  $в$  — измерение  $h_{11}$ .

Изолированным зажимам входной и выходной цепей и общей точке обеих цепей четырехполюсника на схемах рис. 570 может соответствовать любой из трех электродов полупроводникового триода. Однако не все возможные способы подключения входной и выходной цепей к триоду имеют практический смысл. В полупроводниковом триоде усиление происходит только при прохождении через него сигнала в определенном направлении, для которого коллектор служит одним из выходных электродов, а база одним из входных. Поэтому практически используются три схемы включения полупроводниковых триодов, изображенных на рис. 571. Сопротивление выходной цепи, содержащей во всех случаях коллекторный переход, находящийся под напряжением обратного направления, всегда велико. Наоборот, входная цепь, где на переход подано прямое смещение, всегда низкоомная. Это различие входной и выходной цепей особенно велико для плоскостных триодов.

Вернемся к вопросу о выборе исходных параметров для полупроводниковых триодов. В ранних работах по полупроводниковым триодам, а довольно часто и в более новой литературе за исходные выбирали  $r$ -параметры, т. е. за независимые переменные принимали

токи. Некоторым основанием этого выбора служил тот факт, что для полупроводниковых триодов напряжения однозначно определяются токами, а обратное не всегда верно. Как было указано выше, измерение некоторых из  $r$ -параметров выполняется в схемах с разомкнутыми выходными цепями (например, измерение  $r_{11}$ , рис. 570, а). Но в

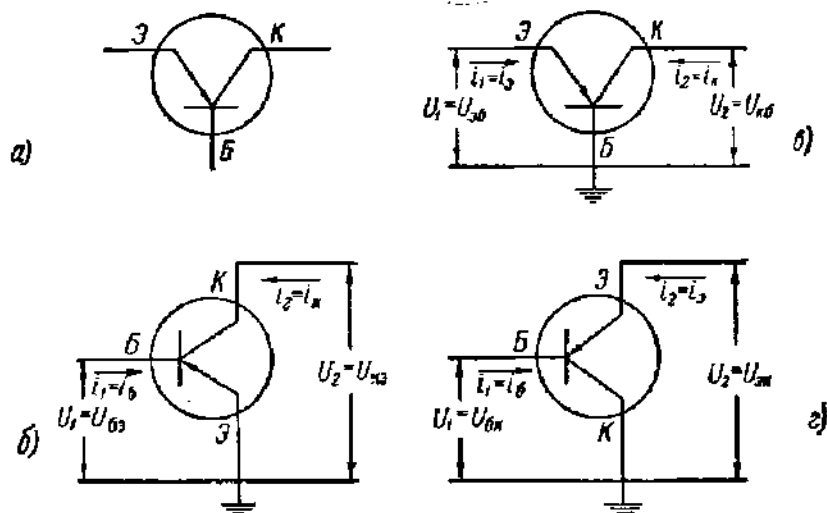


Рис. 571. Схемы включения полупроводниковых триодов.

а — обозначение полупроводникового триода на схемах; б — схема с общим (заземленным) эмиттером; в — схема с общей (заземленной) базой; г — схема с общим (заземленным) коллектором.

действительности разомкнутую цепь в точности реализовать нельзя, так как переменная составляющая выходной цепи всегда будет замыкаться через емкость между вводами электродов триода и через источник постоянного тока, необходимый для подачи на коллектор обратного напряжения.

Можно только добиться того, чтобы сопротивление выходной цепи было много больше внутреннего сопротивления коллекторной части триода. Это нетрудно сделать для триодов с точечными контактами, сопротивление коллекторного участка которых в рабочих режимах порядка десятков килоом. Но сопротивление коллекторного участка плоскостных триодов порядка мегом и осуществить для них условия, близкие к идеальному размыканию выходной цепи, нелегко. Это обстоятельство уменьшает точность измерения  $r$ -параметров.

При измерении группы  $y$ -параметров требуется осуществить короткое замыкание низкоомной входной цепи (см., например, рис. 570, б), которое также затруднительно выполнить достаточно точно. Нетрудно убедиться, что при измерении всех  $h$ -параметров не требуется ни размыкания высокоомных выходных цепей, ни короткого замыкания низкоомных входных цепей. Поэтому  $h$ -параметры из измерений на переменном токе определяются точнее других параметров. Это одна из главных причин того, что в последнее время  $h$ -параметры получают все большее распространение в технической литературе, несмотря на некоторые неудобства, связанные с тем, что два из них

безразмерны, а два других имеют разную размерность;  $h$ -параметры называют смешанными или гибридными параметрами.

Параметры четырехполюсника, входящие в уравнения (63.24) — (63.26), зависят не только от физических свойств полупроводникового триода, но и от способа его включения. Как известно, для одной и той же реальной схемы можно составить не одну эквивалентную схему. В технической литературе для полупроводниковых триодов часто используют так называемую Т-образную эквивалентную схему, которая для включения триода с общей базой была изображена в двух вариантах на рис. 565, а и б (§ 62), где были получены формулы, связывающие параметры триода  $r_{э}$ ,  $r_{б}$ ,  $r_{к}$ ,  $r_{м}$  (или  $\alpha = \frac{r_{м}}{r_{к}}$ ) с параметрами четырехполюсника  $r_{11}$ ,  $r_{12}$ ,  $r_{21}$ ,  $r_{22}$ . От Т-образной эквивалентной схемы триода с общей базой легко

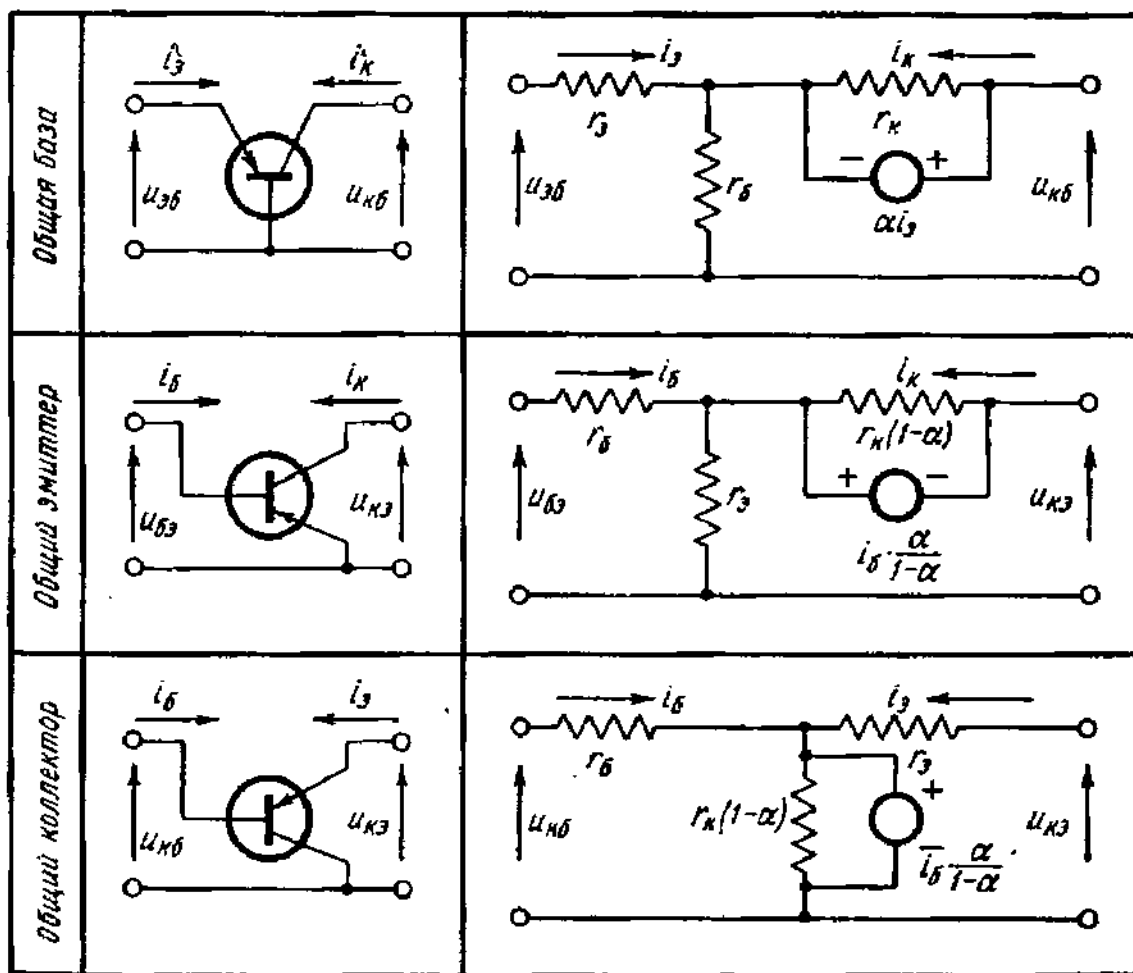


Рис. 572. Эквивалентные Т-образные схемы с генератором напряжения для различных способов включения триода.

перейти к схеме с общим эмиттером. Для этого нужно поменять местами выводы эмиттера и базы и заменить переменные  $i_э$ ,  $u_э$  через  $i_б$ ,  $u_б$ , учитывая знаки напряжений и равенство  $i_э + i_б + i_к = 0$ .



Не выписывая уравнений эквивалентных схем, не представляющих для нас особого интереса, приведем только Т-образные эквивалентные схемы с генератором напряжения для всех трех способов включения триода (рис. 572) и таблицу, с помощью которой параметры  $r_{11}$ ,  $r_{12}$ ,  $r_{21}$ ,  $r_{22}$  всех трех схем выражаются через параметры триода  $r_э$ ,  $r_б$ ,  $r_к$ ,  $\alpha$  и обратно. Вывод формул, помещенных в таблице, см., например, в Л.8.41, приложении I.

Таблица 12

Общая точка на базе		Общая точка на эмиттере	
$r_{11} = r_э + r_б$	$r_э = r_{11} - r_{12}$	$r_{11} = r_э + r_б$	$r_б = r_{11} - r_{12}$
$r_{12} = r_б$	$r_б = r_{12}$	$r_{12} = r_э$	$r_э = r_{12}$
$r_{21} = \alpha r_к + r_б$	$r_к = r_{22} - r_{12}$	$r_{21} = r_э - \alpha r_к$	$r_к = r_{22} - r_{21}$
$r_{22} = r_б + r_к$	$\alpha = \frac{r_{21} - r_{12}}{r_{22} - r_{12}}$	$r_{22} = r_к(1 - \alpha) + r_э$	$\alpha = \frac{r_{21} - r_{12}}{r_{21} - r_{22}}$
Общая точка на коллекторе			
$r_{11} = r_б + r_к$	$r_б = r_{11} - r_{21}$	$r_{11} = r_б + r_к$	$r_б = r_{11} - r_{21}$
$r_{12} = r_к(1 - \alpha)$	$r_э = r_{22} - r_{12}$	$r_{12} = r_э$	$r_э = r_{22} - r_{12}$
$r_{21} = r_к$	$r_к = r_{21}$	$r_{21} = r_к$	$r_к = r_{21}$
$r_{22} = r_э + r_к(1 - \alpha)$	$\alpha = \frac{r_{21} - r_{12}}{r_{21}}$	$r_{22} = r_э + r_к(1 - \alpha)$	$\alpha = \frac{r_{21} - r_{12}}{r_{21}}$

Так как на низкой частоте сопротивления  $r_{11}$ ,  $r_{12}$ ,  $r_{21}$ ,  $r_{22}$  активны, то параметры триода  $r_э$ ,  $r_б$ ,  $r_к$  на низкой частоте также активные сопротивления и  $\alpha$  — действительное число.

Из всего сказанного выше следует, что достаточно выполнить измерения параметров полупроводникового триода в какой-нибудь одной схеме включения, хотя бы в схеме с общим эмиттером. Измерив в этой схеме, например, параметры  $h_{11}$ ,  $h_{12}$ ,  $h_{21}$ ,  $h_{22}$ , по пересчетным формулам можно вычислить как параметры триода  $r_э$ ,  $r_б$ ,  $r_к$ ,  $\alpha$ , так и параметры  $r$ ,  $y$  для схем с общим эмиттером и параметры  $r$ ,  $y$ ,  $h$  для схем с общим коллектором и общей базой. Некоторые из этих формул были приведены выше [формулы (63.27), (63.28) и табл. 12].

Параметры полупроводниковых триодов в различных режимах точнее всего определяются в специальных измерительных схемах на переменном токе, но их можно определить и по статическим характеристикам, хотя и не всегда с достаточной точностью. Часто, особенно в ранней литературе по полупроводниковым триодам, приводятся статические характеристики, измеренные в схеме с общей базой. В качестве примера на рис. 573 приведено семейство выходных характеристик уже упоминавшегося ранее  $n - p - n$ -триода М-1752, для которого в схеме с общей базой  $r_{11} = 266$  ом,  $r_{12} = 240$  ом,  $r_{21} = 13,1 \cdot 10^6$  ом,  $r_{22} = 13,4 \cdot 10^6$  ом и, следовательно (табл. 12, первый столбец),  $r_э = 26$  ом,  $r_б = 240$  ом,  $r_к = 13,4 \cdot 10^6$  ом,  $\alpha = 0,978$ .

На рис. 574 для триода  $p-n-p$  показаны все четыре семейства статических характеристик, т. е. семейство входных характеристик с параметром  $I_k$ :

$$U_3 = f_{11}(I_3)_{I_k = \text{const}};$$

семейство характеристики обратной передачи (или связи) с параметром  $I_3$ :

$$U_3 = f_{12}(I_k)_{I_3 = \text{const}};$$

семейство характеристик прямой передачи с параметром  $I_k$ :

$$U_k = f_{21}(I_3)_{I_k = \text{const}};$$

семейство выходных характеристик с параметром  $I_3$ :

$$U_k = f_{22}(I_k)_{I_3 = \text{const}}.$$

Из четырех семейств характеристик наиболее употребительными являются семейства входных и выходных характеристик, которыми боль-

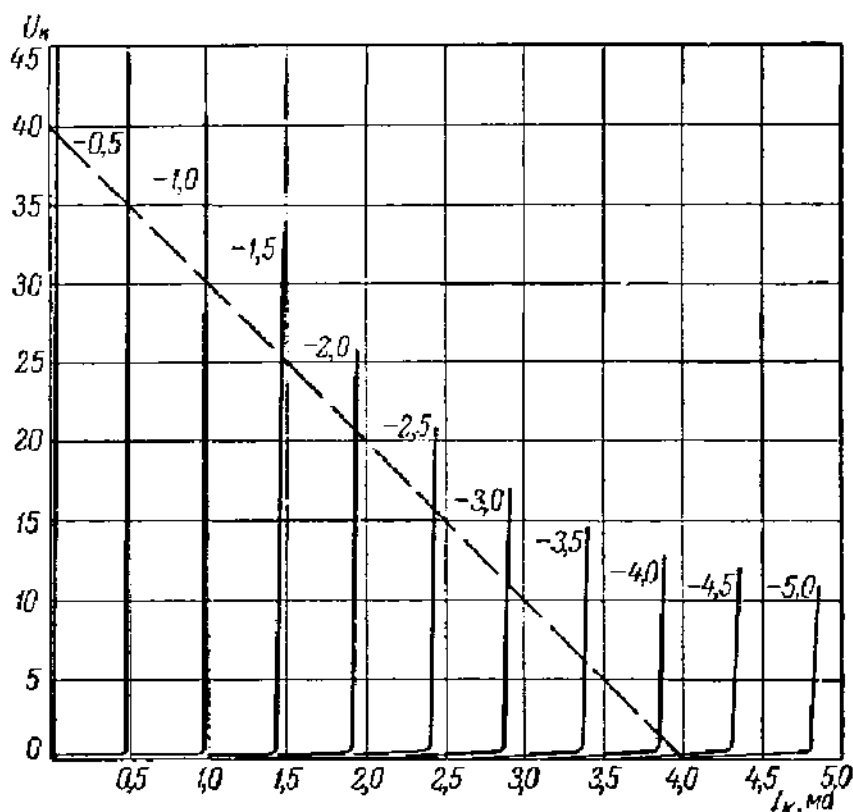


Рис. 573. Семейство выходных характеристик триода М-1752 в схеме с общей базой, около каждой характеристики указана величина  $I$  в миллиамперах.

шей частью и ограничиваются в описаниях триодов. Очевидно, что, имея экспериментально измеренные семейства входных и выходных характеристик, можно рассчитать и построить характеристики прямой и обратной передачи.

Из рис. 573 и 574, а видно, что выходные характеристики плоскостных триодов имеют сходство с выходными (анодными) характе-

рестиками пентодов, отличаясь от них в лучшую сторону резкостью перелома характеристики в начале рабочего участка, большой его протяженностью в сторону низких напряжений, почти идеальной прямолинейностью и эквидистантностью рабочих участков. На рис. 573

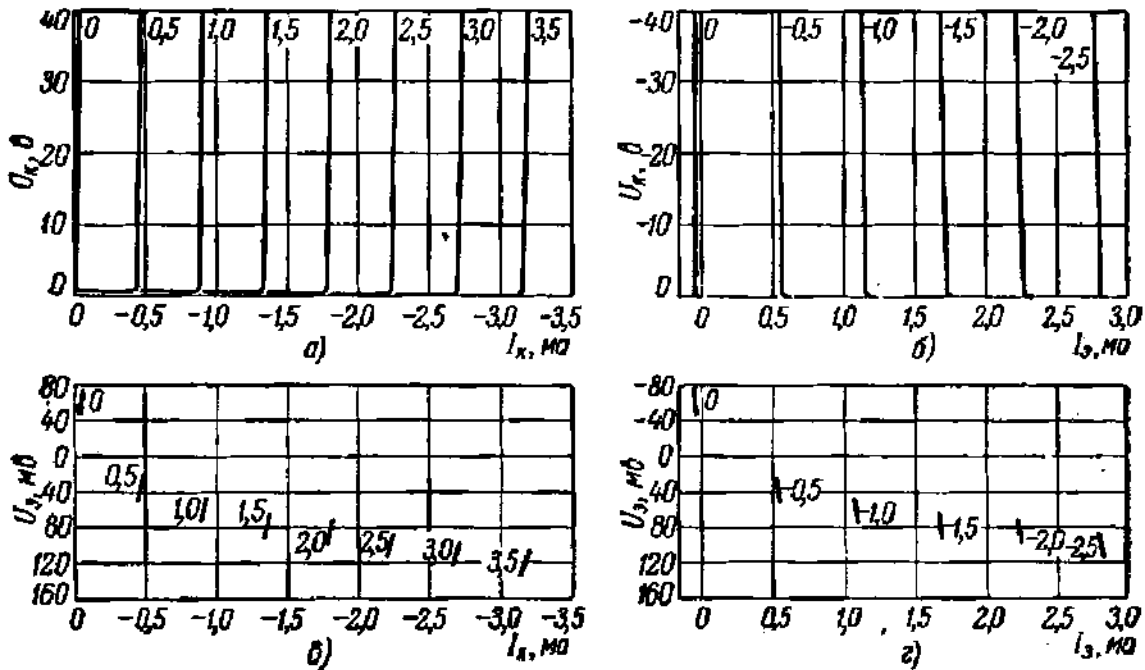


Рис. 574. Типичные характеристики плоскостного  $p-n-p$ -триода в схеме с общей базой.

*a* — выходные характеристики; *б* — характеристики обратной передачи (связи);  
*в* — характеристики прямой передачи; *г* — входные характеристики.

построена нагрузочная прямая, соответствующая сопротивлению  $R_H = 10^4$  ом и напряжению коллектора  $\mathcal{E}_k = 40$  в. Если выбрать рабочую точку  $U_{k0} = 19,8$  в,  $I_{k0} = 2$  ма, то, как видно из рисунка, возможно неискаженное усиление с амплитудой до 19,7 в. Это соответствует к. п. д. около 48% при теоретически возможном к. п. д., равном 50%.

Для отношения  $u_2/u_c$ , предполагая, что  $r_b \ll r_k$ ,  $r_b \ll r_m$  по формулам (62.41) и (62.48) получим

$$\mu_c = \frac{u_2}{u_c} = \frac{R_H r_{21}}{(r_{11} + R_c)(r_{22} + R_H) - r_{12} r_{21}} \approx \frac{\alpha R_H}{(r_b + r_b + R_c) \left(1 + \frac{R_H}{r_k}\right) - \alpha r_b}.$$

Усиление по напряжению получается наибольшим при очень больших  $R_H$ , но и при  $R_H$  порядка десятых долей мегома оно остается достаточно большим. Например, при  $R_c = 25$  ом и  $R_H = 0,2$  мгом  $\mu = 3,23 \cdot 10^3$ .

Усиление по мощности для этих значений  $R_c$  и  $R_H$  (формула (62.41)) получается равным  $5,3 \cdot 10^3 = 37,2$  дб. Это усиление не является наи-

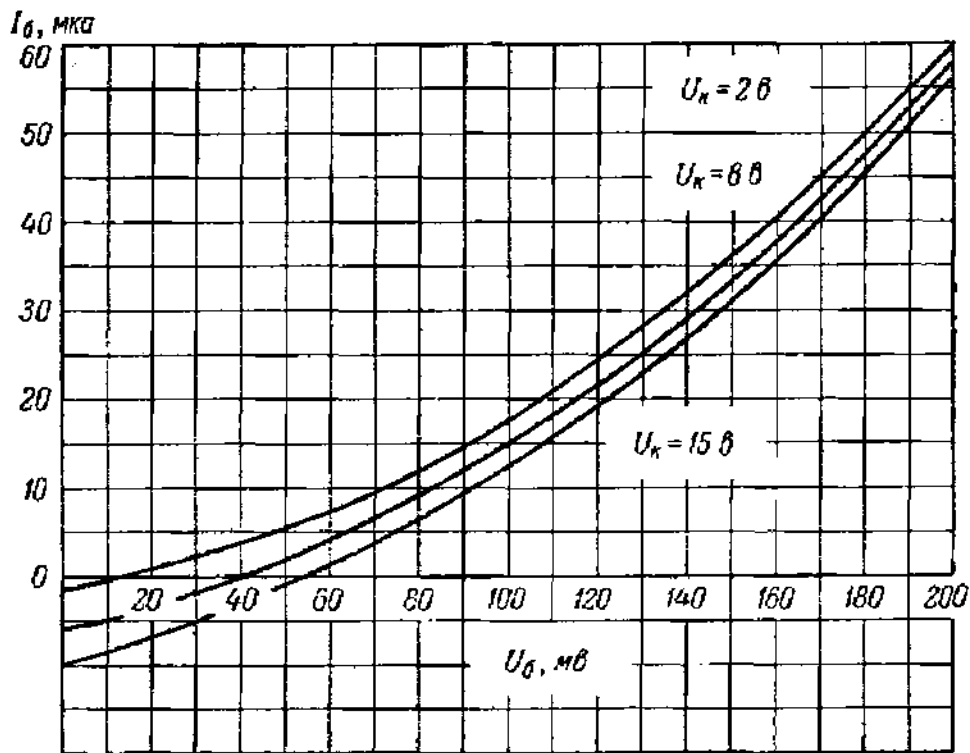
большим. Максимальное усиление по мощности, получаемое при условии согласования  $R_c$  и  $R_n$  с входным и выходным сопротивлениями триода, а именно при  $R_c = (R_c)_{\text{опт}} = 91 \text{ ом}$ ,  $R_n = (R_n)_{\text{опт}} = 4,58 \cdot 10^6 \text{ ом}$ , равно (формула (62.42))  $g_{\text{max}} = 2,7 \cdot 10^4 = 44,3 \text{ дб}$ . Приведенные цифры дают некоторое представление о возможностях низкочастотных усилителей на плоскостных триодах.

Для определения  $g$ -параметров характеристики, измеренные в схеме с общей базой, подходят плохо, так как они на значительном протяжении имеют очень небольшой наклон (соответствующее сопротивление очень велико), вследствие чего параметры определяются неточно. С большей точностью можно измерить параметры по статическим характеристикам, измеренным в схеме с общим эмиттером, имеющим большой наклон. Входные  $(I_6, U_6)_{I_k = \text{const}}$  и выходные  $(I_k, U_k)_{I_6 = \text{const}}$  характеристики  $p-n-p$ -триода П1А, измеренные в схеме с общим эмиттером, показаны на рис. 575. На этом рисунке, в отличие от рис. 573 и 574, по оси абсцисс отложены напряжения, а по оси ординат — токи. Практически удобные способы определения  $h$ -параметров по статическим характеристикам рассмотрены в [Л.8.41, приложение I].

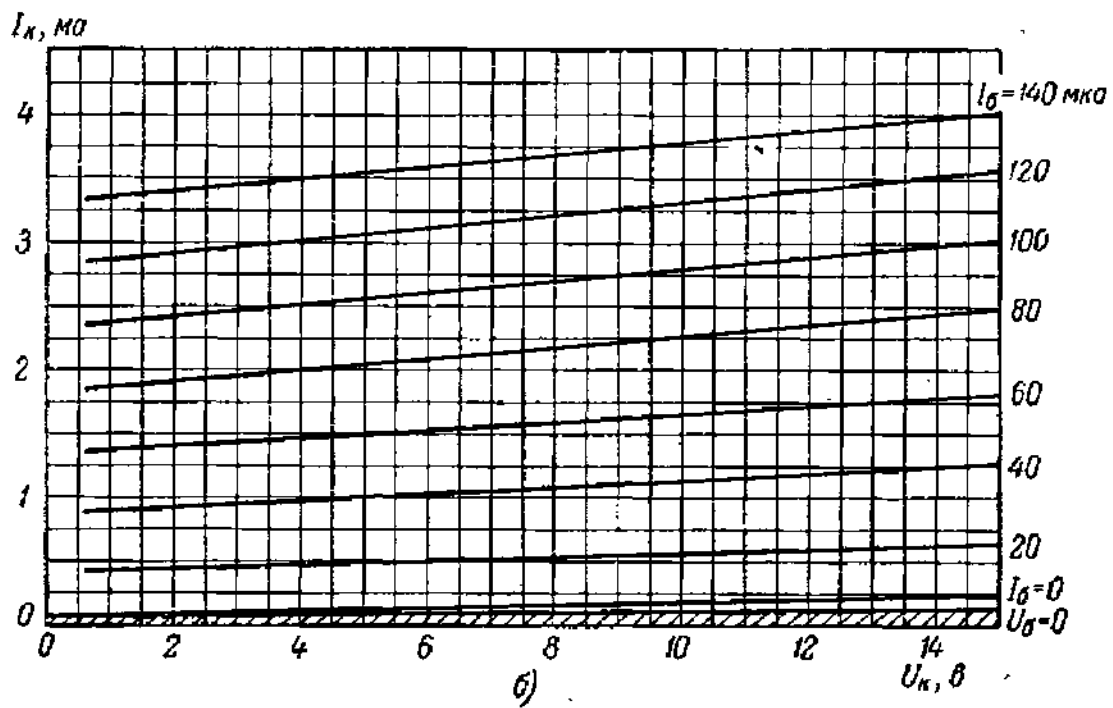
Хотя характеристики усилительных триодов часто используются в радиотехнике, как это хорошо известно из практики работы с электронными лампами, в справочной литературе не всегда можно встретить пригодные для расчетов характеристики полупроводниковых триодов. Причину этого можно видеть в том, что еще выпускаемые промышленностью полупроводниковые триоды имеют большой разброс параметров. Поэтому, если построить усредненные характеристики для партии однотипных триодов, характеристики многих экземпляров будут сильно отличаться от усредненных характеристик, которые окажутся бесполезными. В справочной литературе большей частью указывают только пределы, в которых лежат параметры триодов, что позволяет производить ориентировочные расчеты, но для более точных расчетов следует измерять в соответствующих режимах непосредственно параметры тех триодов, которые предполагается использовать. \*)

Относительно свойств усилителей на полупроводниковых триодах с общей базой, с общим эмиттером и общим коллектором мы ограничимся немногими замечаниями. Наибольшим распространением пользуется схема с общим эмиттером, имеющая ряд преимуществ по сравнению со схемой с общей базой: она работает более устойчиво, позволяет получать большое усиление по мощности, и разница между ее входным и выходным сопротивлениями меньше, чем у схемы с общей базой, что представляет известные преимущества при изготовлении многокаскадных усилителей. В этой схеме имеют место значительное усиление по току  $\alpha_3 = \frac{\alpha}{1-\alpha}$ , сильно возрастающее, когда  $\alpha$  приближается к единице, и одновременно усиление по напряжению.

\*) Только недавно усредненные характеристики полупроводниковых триодов стали появляться в справочной литературе.



а)



б)

Рис. 575. Характеристики триода П1А в схеме с общим эмиттером.

а — входные характеристики, параметром служит напряжение коллектора;  
 б — выходные характеристики, параметром служит базовый (входной) ток.

Схема с общей точкой в коллекторе дает меньшее усиление по мощности, чем другие схемы, и отличается от них тем, что для нее  $(R_c)_{\text{опт}} > (R_n)_{\text{опт}}$ , что открывает известные возможности для комбинирования ее с другими схемами. Эта схема имеет более высокий частотный предел, чем схемы с общим основанием и общим эмиттером. Работе полупроводниковых триодов в схемах посвящено большое число журнальных статей, обзоров и монографий [Л.8.31; Л.8.29; Л.8.15; Л.8.16; Л.8.44; Л.8.41].

**4. Примеры конструкций плоскостных триодов и их параметры. Проблема увеличения мощности. Зависимость параметров от режима и температуры.** Как пример одного из ранних образцов плоскостных триодов на рис. 576 показана фотография  $n-p-n$ -триода М-1752, характеристики и параметры которого были приведены выше. Объем его составлял всего  $0,03 \text{ см}^3$ .

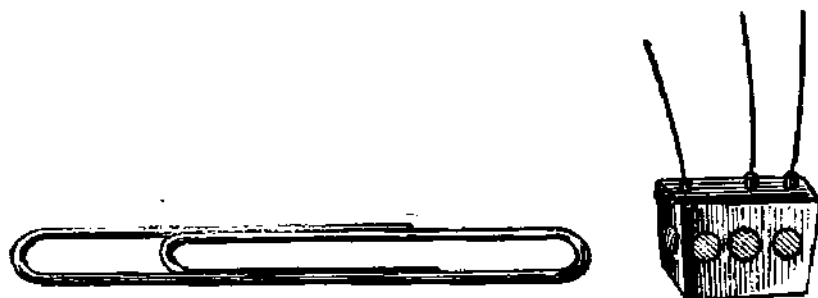


Рис. 576. Триод М-1752. Рядом для сравнения сфотографирована канцелярская скрепка.

Начиная с 50-х годов как зарубежная, так и отечественная промышленность изготавливает уже большой ассортимент плоскостных триодов, главным образом типа  $p-n-p$ , с индиевыми эмиттером и коллектором. В СССР изготавливаются триоды для усиления напряжения в. ч. (типы П1, П5, П6) и для усиления мощности н. ч. (типы П2, П3, П4, П7), причем в каждом из упомянутых типов содержится по 5—10 подтипов. Представление о конструкции и оформлении маломощных триодов П1 и П2 и триодов повышенной мощности типа П3 дает рис. 577. Как видно из него, конструкции обоих типов сходны между собой, но в более мощном триоде П3 обеспечен лучший отвод тепла от кристалла.

Отечественная промышленность изготавливает также триоды типа  $n-p-n$  (триоды П8, П9, П9А, П10, П11 см. Л.8.46), которые применяются вместе с триодами типа  $p-n-p$  в особых схемах двухтактных усилителей, не имеющих аналога среди схем усилителей на электронных лампах.

Так как в схемах с разным положением общей точки параметры  $r_{11}$ ,  $r_{12}$ ,  $r_{21}$ ,  $r_{22}$  имеют различное значение, то удобнее указывать для триодов параметры  $\alpha$ ,  $r_s$ ,  $r_b$ ,  $r_k$ , которые характеризуют собственно триод. Сопротивление эмиттера  $r_s$  с достаточной для практики

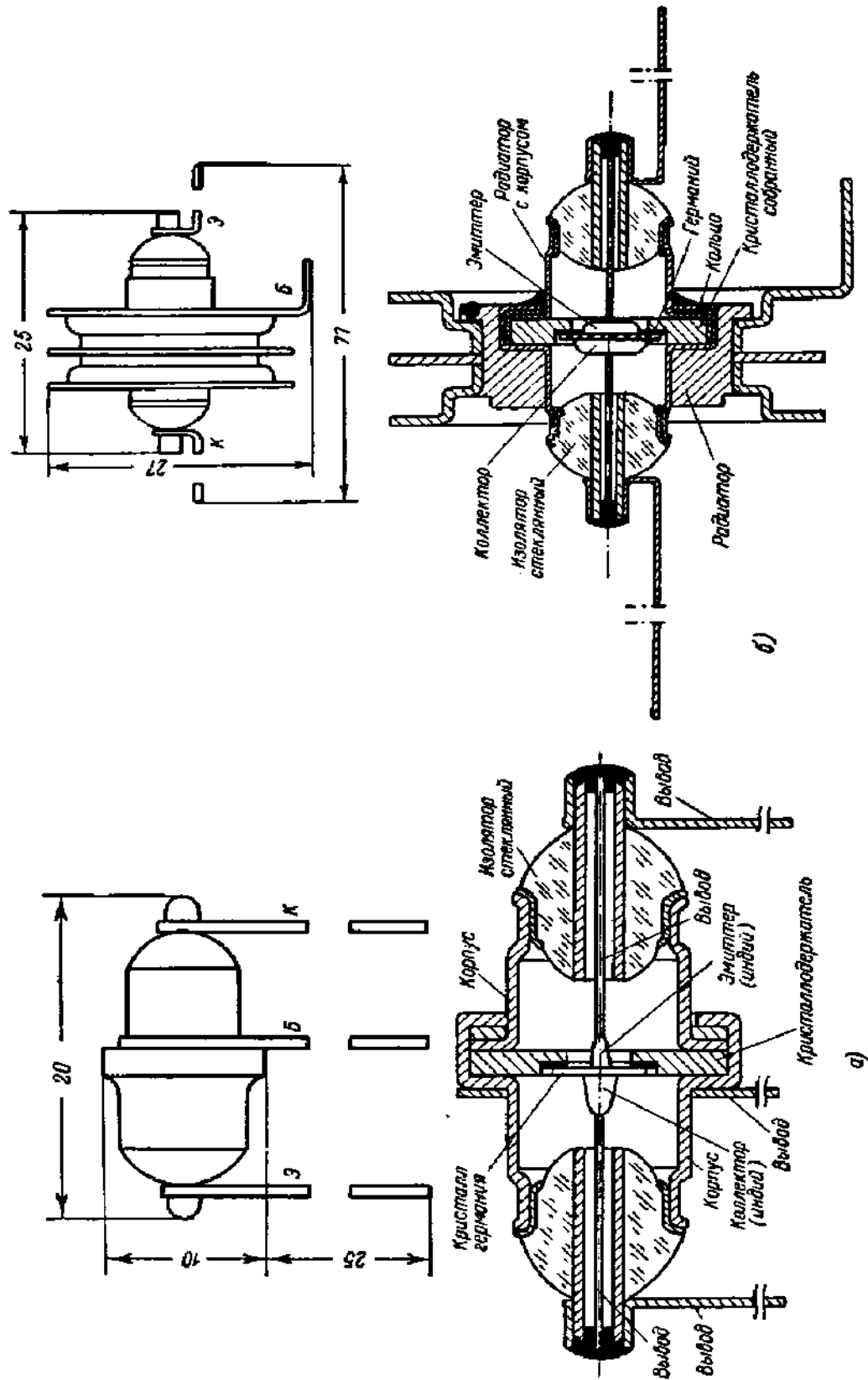


Рис. 577. а — размеры и разрез триода типа П1 или П2; б — размеры и разрез триода типа П3.

точностью можно определить как сопротивление  $p-n$ -перехода в прямом направлении. Для этого направления (формула (58.35))

$$I_s = I_s (1 - e^{-\frac{eU_s}{kT}}) \approx -I_s e^{-\frac{eU_s}{kT}},$$

так как можно считать, что  $\exp\left(-\frac{eU_s}{kT}\right) \gg 1$ . Отсюда

$$r_s = \frac{dU_s}{dI_s} = \frac{kT}{eI_s}, \quad (63.29a)$$

или при комнатной температуре

$$r_s \approx \frac{26}{I_s}, \quad (63.29b)$$

если  $I_s$  выражено в миллиамперах. Эта формула хорошо подтверждается опытом. Значения  $r_b$ ,  $r_k$ , а также значения предельной частоты и коэффициента усиления триода по току  $\alpha$  для некоторых триодов типа П1 приведены в табл. 13. Часто в справочной литературе указываются  $h$ -параметры; в этом случае должно быть указано положение общей точки (см., например, [Л.А.18; Л.8.41, приложение II]).

Таблица 13

Параметры плоскостных триодов типа П1 при температуре окружающей среды 20° С

Обозначение триода	Предельная частота усиления [кГц]	$r_k$ [МГОМ]	$r_b$ не более [ОМ]	$\alpha$ при $I_s = 1$ ма, $U_k = 10$ в и 1000 Гц	Коэффициент усиления по мощности не менее [дБ]	Коэффициент шума не более [дБ]	Предельные условия для всех триодов типа П1
П 1А	100	0,3	—	0,9	30	—	$I_s = 5$ ма, $I_k = 5$ ма $U_k = 20$ в. Мощность, рассеиваемая коллектором, не более 50 мвт. Окружающая температура от -60 до +50 °С
П 1В	100	0,5 — 1,2	400	0,93 — 0,97	33	35	
П 1Д	100	0,5	600	0,94	38	18	
П 1Е	465	—	1000	0,94	30	35	
П 1Ж	1000	—	1500	0,95	35	35	
П 1И	1600	0,5	1500	0,96	30	35	

Примечания: а) Коэффициент усиления мощности и коэффициент шума измерены в схеме с заземленным общим эмиттером в режиме усиления класса А на частоте 1 кГц при внутреннем сопротивлении источника сигнала 600 Ом и сопротивлении нагрузки 30 Ом.

б) Коэффициент усиления триода по току при предельной частоте не менее 0,7.

Некоторые представления об изменении параметров с режимом можно получить из вида статических характеристик. Однако более



полные и точные сведения о зависимости параметров от режима дают непосредственные измерения параметров. Для примера на рис. 578 показан характер изменения  $h$ -параметров триода П1А в схеме с общим эмиттером ( $h'$  — параметры). С  $h$ -параметрами в схеме с общей базой они связаны формулами [Л.8.41, приложение II]

$$h_{11} = \frac{h'_{11}}{1 + h'_{21}}, \quad h_{12} \approx \frac{h'_{11}h'_{22} - h'_{12}h'_{21} - (h'_{21})^2}{1 + h'_{21}},$$

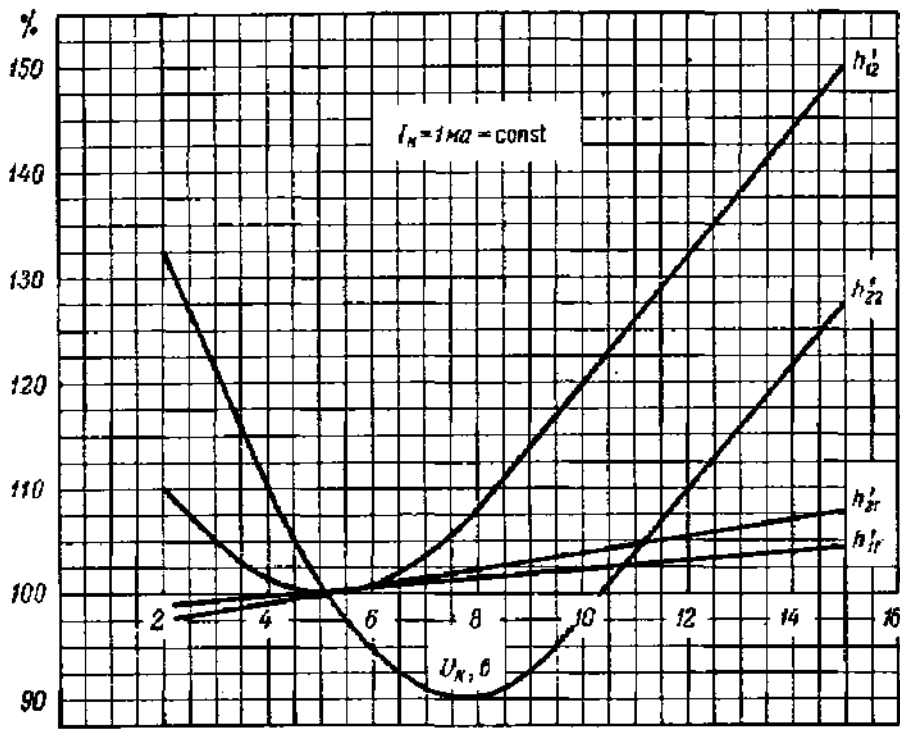
$$h_{21} = -\frac{h'_{21}}{1 + h'_{21}}, \quad h_{22} = \frac{h'_{22}}{1 + h'_{21}}.$$

Зная  $h'$ -параметры, можно по пересчетным формулам найти все интересующие нас параметры для любого положения общей точки. Заметим, что параметр  $h'_{21} \approx -\frac{h_{21}}{1 + h_{21}}$  приблизительно равен коэффициенту усиления по току в схеме с общим эмиттером. Как видно, этот параметр изменяется с режимом сравнительно немного, в то время как другие параметры меняются на десятки процентов. Сильная зависимость параметров от режима вносит значительное осложнение в расчеты схем.

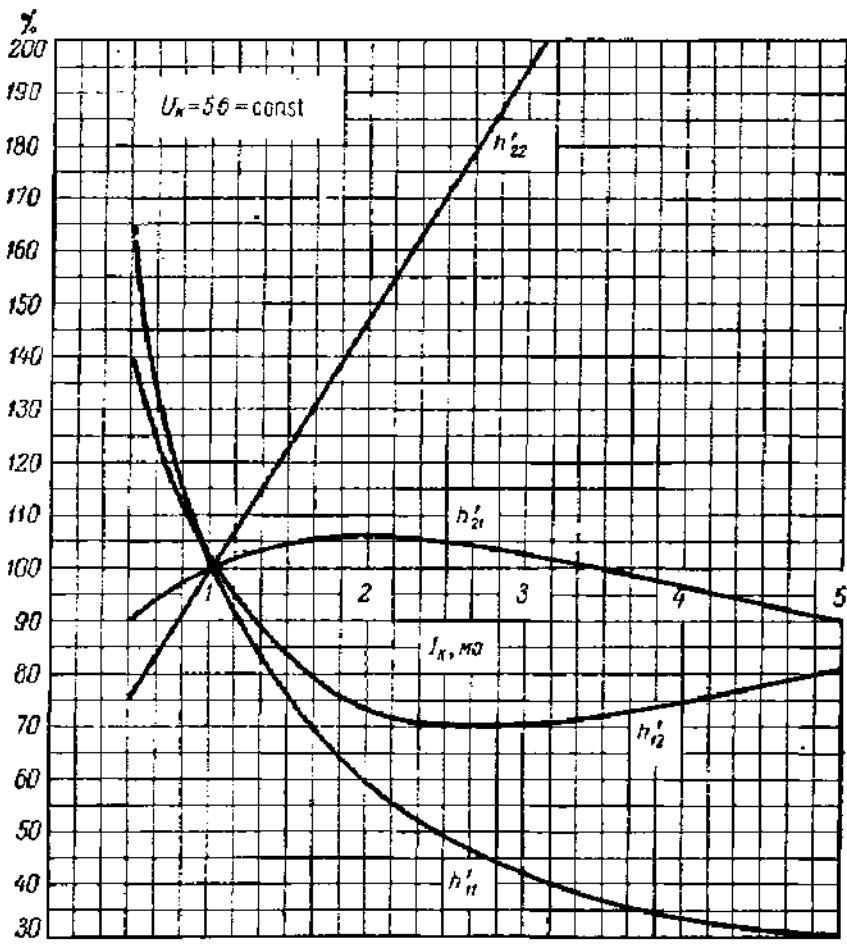
Плоскостные триоды, как и все полупроводниковые приборы, чувствительны к изменениям температуры. Зависимость параметров кристаллических триодов от температуры — один из главных его недостатков. На протяжении определенного интервала температур коэффициент усиления по току остается почти постоянным, но резко падает при температурах более низких, чем  $-60^\circ\text{C}$ , и при температурах, превышающих  $80 - 100^\circ\text{C}$ . Причины этих изменений связывают, с одной стороны, с увеличением собственной проводимости  $p$ - и  $n$ -областей триода и, с другой, с изменением состояния рекомбинационных центров. Значение первой из причин подтверждается тем, что для триодов из кремния, имеющего большую ширину запрещенной зоны, влияние нагревания сказывается при более высоких температурах.

В некоторых типах плоскостных триодов сначала наблюдается рост  $\alpha$  с температурой до значений  $\alpha > 1$ . Это обстоятельство в некоторых условиях может повести к нестабильности схемы, как это наблюдается с усилителями на точечных триодах, для которых всегда  $\alpha > 1$  (§ 64).

Одновременно с изменением  $\alpha$  меняются и другие параметры, причем наиболее заметно уменьшение сопротивления коллектора  $r_k$  и соответствующее и обычно невыгодное увеличение постоянной составляющей тока коллектора  $I_{к0}$ . На рис. 579, б приведены типичные кривые влияния температуры на  $r_k$  для триодов типа П1. Изменение физических свойств полупроводника с ростом температуры меняет и вид характеристик триода в сторону их ухудшения. Как пример на рис. 579, а показаны выходные характеристики триода при температурах  $27$  и  $83^\circ\text{C}$ . Экспериментальные данные по вопросу



a)



b)

Рис. 578. Зависимость параметров триода ПИА от режима.  
 а — зависимость параметров  $h'$  от  $U_k$ ; б — зависимость параметров  $h'$  от  $I_k$ .

о влиянии температуры на параметры см. [Л.8.29], а также статью Л. Л. Петрова в [Л.8.40].

Температурный предел пригодности германиевых триодов колеблется в зависимости от метода изготовления кристалла и конструкции

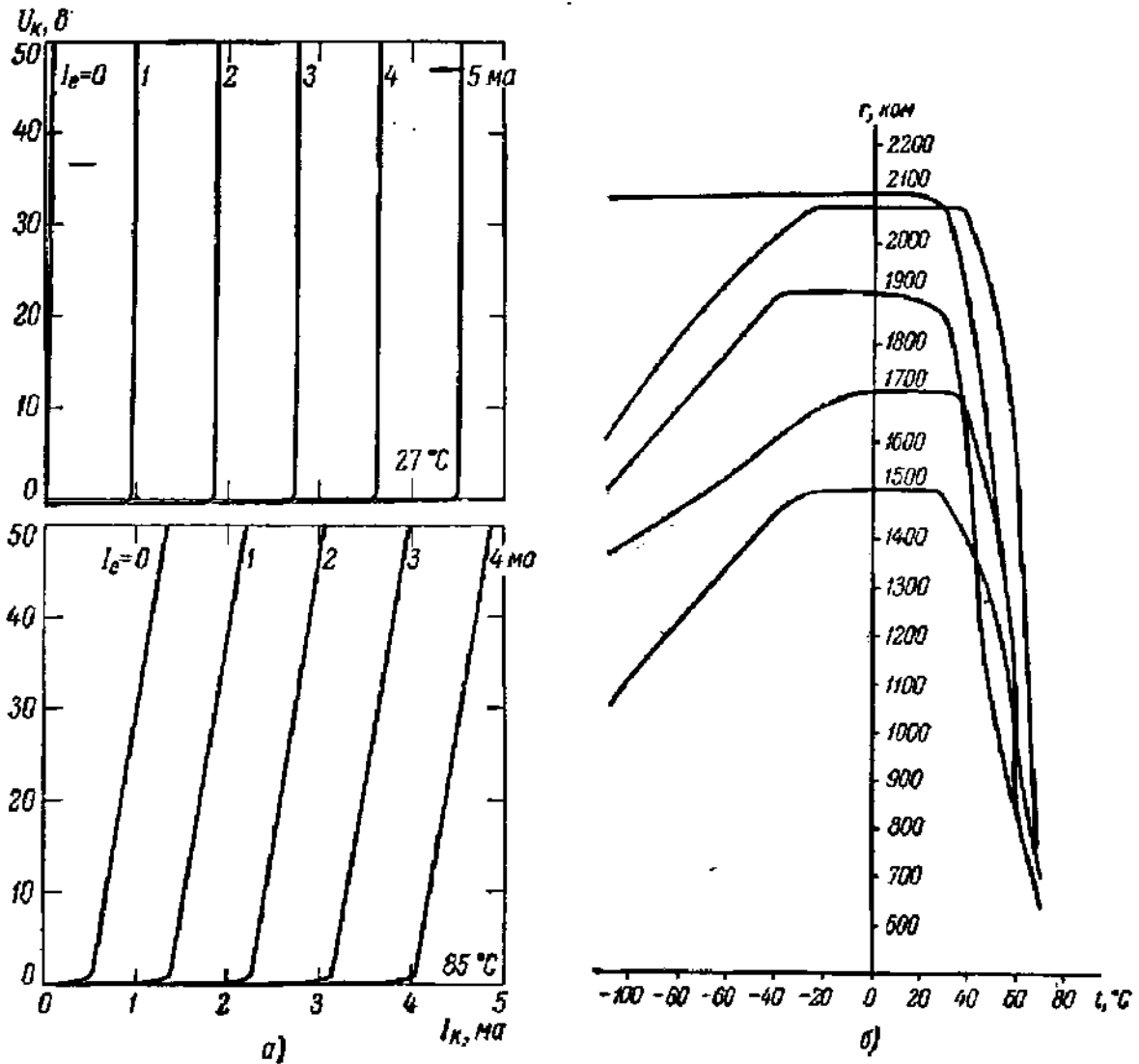


Рис. 579. Примеры влияния температуры на параметры и характеристики плоскостных триодов.

а — изменение семейства выходных характеристик с температурой; б — зависимость  $r_k$  для нескольких образцов триодов типа ПІ.

триода. В среднем предельную температуру кристалла Ge (не среды) можно считать близкой к  $100^\circ\text{C}$ . В случае работы на низком уровне мощности температура кристалла близка к температуре среды, но если в кристалле выделяется значительная мощность, то ее предельная величина, зависящая от температуры среды, определяется из опыта. Например, для триодов ПІ при  $t_{\text{среды}} = 20^\circ\text{C}$  допускается внутреннее рассеяние до 50 мвт, а при  $t_{\text{среды}} = 30^\circ\text{C}$  не более 30 мвт. Очевидно, что предельная мощность, которая может быть выделена в приборе, ограничивает наибольшую полезную мощность, которую можно полу-

чить в нагрузке. Поэтому для повышения полезной мощности нужно улучшать отвод тепла от кристалла, в первую очередь от его коллекторного перехода.

В триоде типа ПЗ, внешний вид и разрез которого изображены на рис. 577, к кристаллодержателю примыкает радиатор. В этом

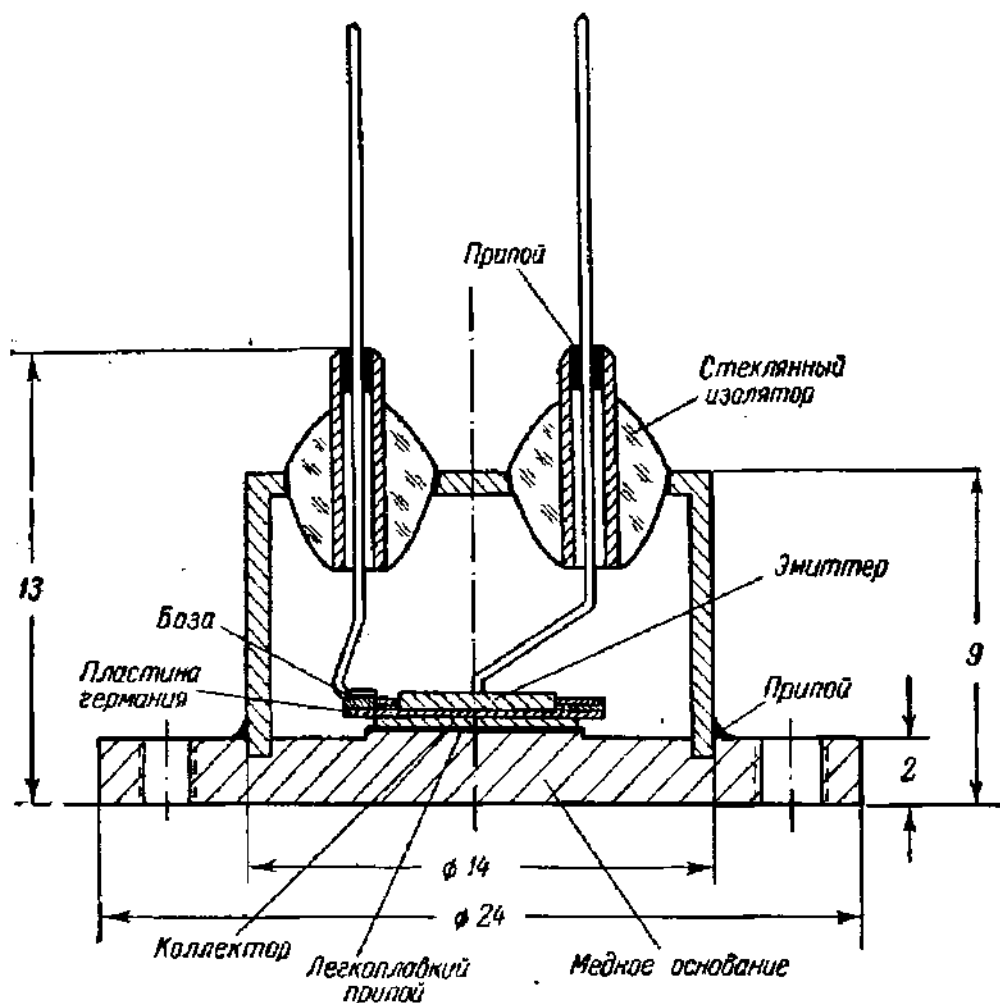


Рис. 580. Разрез полупроводникового триода повышенной мощности конструкции Кубецкого и Самохвалова.

триоде допустимое внутреннее рассеяние достигает 3,5 *вт*. В мощном триоде, разработанном Г. А. Кубецким и М. М. Самохваловым (рис. 580), коллектор триода припаян к массивной медной пластине, к которой пришлифовывается радиатор (не показанный на рисунке). В этой конструкции температурный перепад между кристаллом и радиатором составляет около 1°С на 1 *вт* рассеиваемой мощности. Сходные конструкции были описаны и в зарубежной литературе. Выпускаемый отечественной промышленностью триод для усиления мощности н. ч. П4 позволяет рассеивать на коллекторе до 25 *вт* и отдает в нагрузку в режиме класса А до 10 *вт*. Таким образом, задача промышленного освоения полупроводниковых триодов н. ч. средней мощности в настоящее время решена.

Температурный предел можно повысить, заменяя германий кремнием. Разработаны Si-триоды типа  $n-p-n$ , конструкция которых, по-видимому, существенно не отличается от конструкции триодов из Ge. Для некоторых образцов кремниевых триодов предельная температура оказалась равной  $200-210^\circ\text{C}$ , однако для изготавливаемых отечественной промышленностью кремниевых триодов П101, П10А, П102, П103 [Л.8.46] диапазон рабочих температур доходит только до  $+120^\circ\text{C}$ . О конструкциях триодов повышенной мощности см. [Л.8.10], а также [Л.8.32; Л.8.33; Л.8.34; Л.8.40] (статья Г. А. Кубецкого и М. М. Самохвалова).

**Б. Высокочастотные плоскостные триоды.** Теория, изложенная в п. 2 настоящего параграфа, пригодна только для низких частот. При переходе к высоким частотам необходимо принимать во внимание некоторые особенности триода, осложняющие теорию. Поэтому ниже даны только качественные соображения о работе плоскостных триодов на высокой частоте, а также сведения о конструкции высокочастотных триодов. Теорию высокочастотных плоскостных триодов см. [Л.8.44; Л.8.45; Л.8.16].

При увеличении частоты коэффициент передачи триода  $\alpha$ , а следовательно, и коэффициент усиления по току во всех схемах включения триода падают сначала медленно, а затем с большой быстротой. При этом ухудшаются свойства триода как усилителя и генератора. Ухудшение усилительных свойств триода с ростом частоты принято характеризовать той граничной частотой, при которой коэффициент усиления по току в данной схеме уменьшается на 3 дБ по сравнению с его низкочастотным значением. Соответственно этому определению для схем с общей базой и общим эмиттером мы будем иметь две граничные частоты  $\omega_{\alpha 0.5}$  и  $\omega_{\alpha 0.1}$ .

Однако и при частотах  $\omega > \omega_{\alpha 0.5}$  или  $\omega > \omega_{\alpha 0.1}$  триод еще может генерировать и усиливать мощность. Поэтому вводят вторую граничную частоту  $\omega_{\text{max}}$ , при которой коэффициент усиления мощности падает до единицы: при частотах  $\omega > \omega_{\text{max}}$  триод уже непригоден ни как усилитель, ни как генератор.

Уменьшение коэффициента усиления по току должно возникать при высоких частотах в связи с особенностями диффузионного распространения носителей тока в базовой области. Время прохождения носителей тока через базовую область различно для разных носителей, участвующих в диффузионном потоке. Пока среднее время прохождения носителей тока через базовую область много меньше периода колебаний  $T$ , разность времен прохождения отдельных носителей и подавно остается много меньшей  $T$ . В этом случае разброс времен прохождения практически не имеет значения. Но если среднее время прохождения и период колебаний имеют одинаковый порядок величины, то различие времен прохождения отдельных носителей приводит к тому, что, например, часть носителей, прошедших через эмиттерный переход  $P_0$  в момент максимума тока, приходит к коллекторному

переходу вместе с носителями, прошедшими через  $P_3$  в момент минимума тока; можно сказать, что действие одних носителей уничтожает действия других и усиление падает. Так как разброс времен прохождения связан с самим механизмом диффузионного распространения, то это явление принципиально неустранимо. Для количественного анализа явления нужно решить уравнение диффузионного распространения частиц при граничных условиях, соответствующих переменным напряжениям в обоих переходах  $P_3$  и  $P_K$ . Это решение (см. [Л.8.45]) показывает, что заметное уменьшение  $\alpha$  наблюдается тогда, когда время прохождения через область базы и период колебания — величины одного порядка. Для граничной частоты в схеме с общей базой для  $n - p - n$ -триода теория дает

$$\omega_{\alpha 0} \approx \frac{2D_n}{d_6^2}. \quad (63.30)$$

С изменением частоты изменяется также обратная связь в триоде, на которую в уравнениях (63.24) указывает член, содержащий  $r_{12} = r_6$ . В результате при увеличении частоты возрастает передача энергии с выхода на вход и усиление мощности падает. Это изменение связано с несколькими причинами. По сопротивлению  $r_6$ , представляющему собой тонкий слой полупроводника, протекают, кроме тока рекомбинации, еще емкостные токи через емкости  $C_3$  и  $C_K$  переходов  $P_3$  и  $P_K$ , возрастающие с частотой. Кроме того, при наличии переменных напряжений меняется ширина переходов  $P_3$  и  $P_K$ , главным образом за счет ширины плохо проводящей базовой области, т. е. сопротивление  $r_6$  модулируется с рабочей частотой  $\omega$ . Анализ зависимости усиления мощности от частоты можно произвести с помощью соответственно усложненной эквивалентной схемы. Первым шагом является учет на эквивалентной схеме емкости  $C_K$ , оказывающей на обратную связь большее влияние, чем емкость  $C_3$ , вследствие того что емкость  $C_K$  шунтирует высокое сопротивление  $r_K$  перехода, находящегося под обратным напряжением, в то время как емкость  $C_3$  включена параллельно относительно небольшому сопротивлению эмиттерного перехода. Анализ упрощенной эквивалентной схемы, учитывающей емкость  $C_K$ , приводит к выводу, что усиление мощности уменьшается до единицы в схеме с общей базой при частоте

$$\omega_{\max} \approx \sqrt{\frac{D_n}{2}} \frac{1}{d_6 \sqrt{r_6 C_K}}. \quad (63.31)$$

В схеме с общим эмиттером величина  $\omega_{\max}$  имеет примерно то же значение.

Формулы (63.30) и (63.31) показывают, что для повышения частотного предела плоскостных триодов есть несколько способов. Наиболее эффективный из них — это уменьшение толщины базы  $d_6$ . При этом увеличивается  $\omega_{\alpha 0}$  и  $\omega_{\max}$  ( $r_6 \sim 1/d_6$ ;  $\omega_{\max} \sim 1/\sqrt{d_6}$ ).

Увеличением концентрации примесей в базовой области можно добиться уменьшения  $r_6$  при неизменном  $d_6$ , но при этом возникает опасность уменьшения коэффициента инжекции неосновных носителей  $\gamma$ , а следовательно, и уменьшения  $\alpha$ . Кроме того, увеличение электропроводности базовой области уменьшает ширину перехода (см. § 58) и, следовательно, увеличивает  $C_k$ , хотя в итоге все же  $\omega_{\max}$  увеличивается. Наконец, можно уменьшить  $r_6$  и  $C_k$ , уменьшая площадь перехода. Этот способ увеличения  $\omega_{\max}$  весьма эффективен, но он, очевидно, связан с уменьшением мощности триода.

На практике использовали все три метода улучшения частотных свойств плоскостных триодов, причем наибольших успехов удалось добиться путем уменьшения  $d_6$ . Уже первые плоскостные триоды, разработанные в 1951 — 1952 гг., позволяли строить усилители до частот, примерно равных 1 мГц. Такие триоды изготавливаются теперь промышленностью в массовом масштабе, например отечественные триоды П1 и П2. В качестве примера высокочастотного триода опишем коротко  $p-n-p$ -триод с вплавленными электродами, разработанный в США.

Разрез триода разработки 1952 г. показан на рис. 581. Толщина  $d_6$  доведена до 0,05 мм и поверхности эмиттерного и коллекторного переходов — примерно до 0,12 и 1,0 мм<sup>2</sup>. Увеличение диаметра коллекторного перехода по сравнению с эмиттерным имеет определенный смысл. Дело в том, что рекомбинация в области базы происходит, как показал опыт, почти исключительно на свободной поверхности Ge, а рекомбинация внутри Ge очень слаба. Поэтому для уменьшения числа рекомбинаций и, значит, для увеличения  $\alpha$  нужно по возможности устранять попадание на поверхность дырок, проходящих через базу. Легко понять, что для этого нужно, чтобы эмиттер был меньше коллектора, как это видно из рис. 581, в, на котором схематически показаны пути дырок. На увеличение площади коллекторного перехода приходится идти, несмотря на то, что это увеличивает  $C_k$  (на рис. 581, б изображен триод, описанный в 1954 г.). Помимо дальнейшего уменьшения  $d_6$  до 0,012 мм и площадей переходов до 0,045 и 0,1 мм<sup>2</sup>, область базы сделана много толще и выполнена из Ge с более высокой проводимостью. Это значительно уменьшает  $r_6$  по сравнению с прежней моделью. Этот триод мог давать в подходящей схеме заметное усиление (до 12 дБ) еще при 10 мГц. В этом триоде, как видно из описания, использовано для повышения предельной частоты не только уменьшение  $d_6$ , но и уменьшение площади перехода. Рассматриваемый пример показывает, какая высокая точность требуется при изготовлении высокочастотного плоскостного триода, особенно если учесть строгое центрирование коллектора и эмиттера, необходимое во избежание разброса параметров.

Метод сплавления электродов является все-таки трудно управляемым процессом, и уменьшение  $d_6$  до 12 м, достигнутое в только что описанном триоде, вероятно, близко подходит к достижимому

пределу. Для триодов с наименьшими  $d_6$  более подходит диффузионный метод внесения примесей, более медленный и лучше поддающийся контролю. Диффузионные германиевые триоды могут иметь геомет-

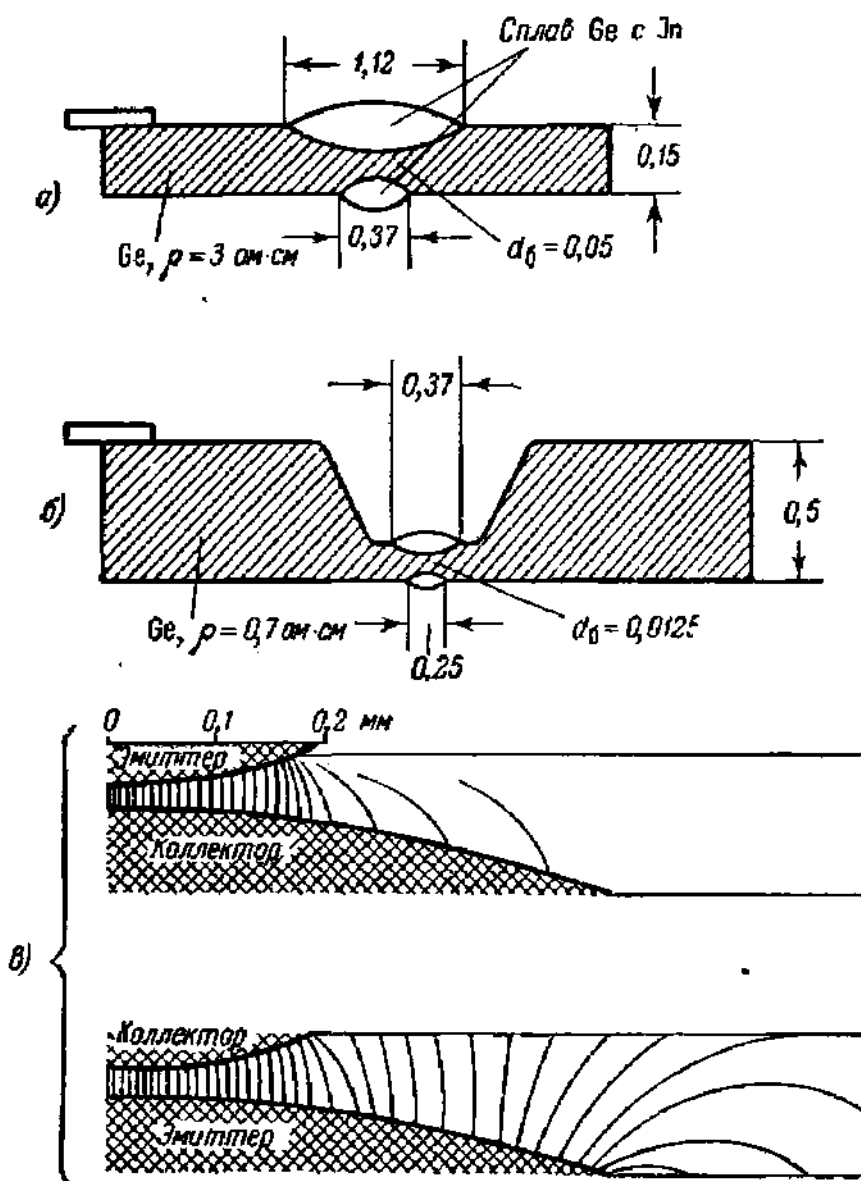


Рис. 581. Высокочастотный  $p-n-p$ -триод с вплавленными электродами.

*а* — первоначальная конструкция; *б* — улучшенная конструкция; *в* — рисунок, показывающий, почему диаметр коллектора должен быть больше диаметра эмиттера. На рисунках *а* и *б* слева показан электрод базы.

рию, отличную от обычных плоскостных триодов (см., например, [Л.8.47]). Триоды этого типа имеют очень высокий частотный предел. Например, триод П403 имеет предельную частоту генерирования 120 мгц [Л.8.46].

Способ повышения предельной частоты за счет уменьшения площади перехода и  $r_6$  был найден в добавлении четвертого электрода  $B_2$ , на который подается отрицательное смещение на стороне



кристалла, противоположной базовому электроду; плоскостной триод тем самым превращается в плоскостной «тетрод» (рис. 582). Напряжение  $U_{бз}$  по величине значительно превосходит  $U_3$ , так что в большей части эмиттерного перехода напряжение имеет обратное направление и электроны входят в область базы только в части перехода

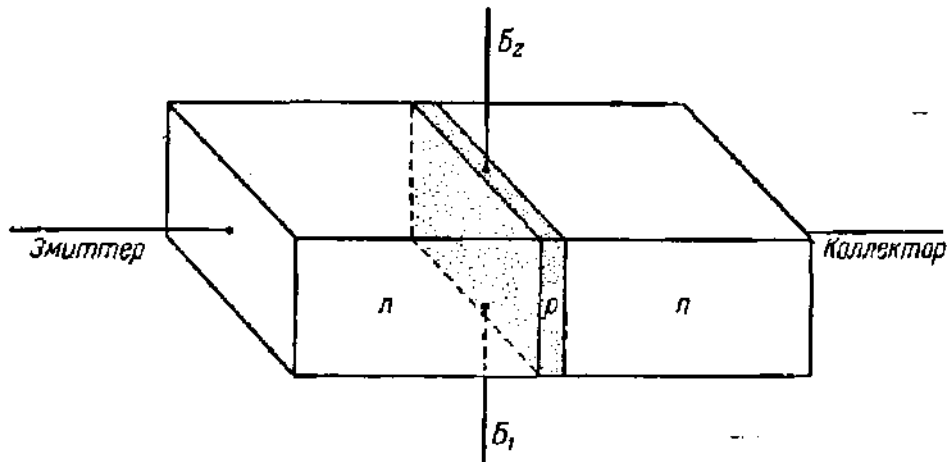


Рис. 582. Полупроводниковый плоскостной тетрод типа  $n-p-n$ .

вблизи электрода  $B_1$ . Этим приемом уменьшается действующая поверхность переходов и одновременно сопротивление  $r_6$ . В результате отдельные экземпляры тетродов имели емкость  $C_k$  в пределах 1,5 — 3,2 пф, в то время как для плоскостных триодов  $C_k$  лежит обычно в пределах 20 — 60 пф; например, для триода П1Е  $C_k = 60$  пф. Для плоскостных германиевых тетродов была достигнута предельная частота  $f_{\max} = \omega_{\max}/2\pi$ , равная 1000 мГц.

Новый способ уменьшения  $C_k$  был найден во введении слоя почти беспримесного Ge между областями базы и коллектора. Этот слой уменьшает  $C_k$  и повышает пробивное обратное напряжение, недостаточно высокое у триодов с малыми  $d_6$ . Казалось бы введение относительно толстого «i-слоя» должно сильно увеличить время прохождения носителей тока через базовую область и, значит, понизить граничную частоту. Однако в «i-слое» существует сильное электрическое поле, ускоряющее носители тока, так что время их прохождения увеличивается на самом деле незначительно.

Разрез триода со слоем Ge, не имеющим примесей, получившего название  $p-n-i-p$ -триода, или в связи с механизмом тока в  $i$ -области дрейфового триода, показан на рис. 583. Экспериментальные образцы  $p-n-i-p$ -триодов имели следующие параметры:  $C_k < 1$  пф;  $r_6 = 5 \div 50$  ом, граничная частота  $f_{\max} = 25$  мГц. Впоследствии были изготовлены  $p-n-i-p$ -триоды, имевшие  $f_{\max} = 440$  мГц. Интересны некоторые размеры триода: толщина пластинки Ge равна 0,05 мм, толщина области базы — 0,003 мм. Технология изготовления  $p-n-i-p$ -триодов описана в ВРТ № 1 за 1955 г. Разработаны также дрейфовые триоды типа  $n-p-i-n$ . В триодах

$n-p-i-n$  и  $p-n-i-p$  концентрация примесей в базовой области резко меняется при переходе от слоя  $n$  (или  $p$ ) к  $i$ -слою и соответственно внутреннее контактное поле также сосредоточено в этой узкой переходной области. Если же концентрация примесей во всей базовой области изменяется постепенно, то внутреннее поле будет существовать во всей базовой области.

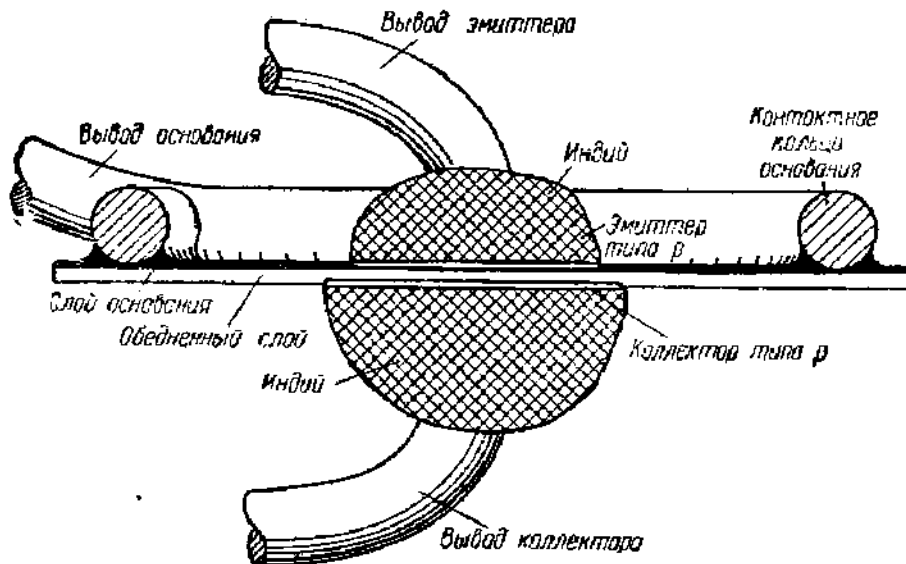


Рис. 583. Разрез высокочастотного триода типа  $p-n-i-p$ .

Когда концентрация примесей в базовой области возрастает по направлению от эмиттера к коллектору, то внутреннее поле ускоряет инжектированные в базовую область неосновные носители и, следовательно, граничная частота повышается. Для создания в базовой области плавно изменяющейся концентрации примесных атомов применяется метод их введения путем диффузии, в связи с чем описываемые триоды получили название диффузионных. Разработаны методы, позволяющие с большой точностью создавать нужное распределение примесей в очень тонкой (до  $1-2 \mu$ ) области базы [Л.8.42, т. II, гл. 14].

**6. Заключительные замечания.** Большое практическое значение имеют шумовые свойства полупроводниковых триодов. Шумы в приборах с  $p-n$ -переходами имеют некоторые общие черты с шумами электронных ламп. Как и в лампах, в плоскостных триодах существуют дробовой эффект, возникающий в переходах, где носители тока перемещаются в электрическом поле, и шумы, связанные с флуктуациями перераспределения токов между электродами. Кроме того, к внутренним шумам плоскостного триода относятся тепловые шумы в объемных сопротивлениях, из которых заметными являются шумы в сопротивлении базы  $r_b$ . Все перечисленные шумы не должны зависеть от частоты в широком диапазоне. В полупроводниковых триодах существуют также шумы специфические для примесных полупроводников с  $p-n$ -переходами, связанные с флуктуациями концентрации носителей тока и локальной высоты контактных барьеров и зависящие от дефектов

решетки (центров рекомбинации и центров прилипания). Эти «полупроводниковые» шумы триода преобладают на низких частотах, как и шумы мерцания (фликкер-эффект) в лампах с оксидными катодами. Теория шумов в плоскостных триодах не вышла еще из стадии разработки.

На рис. 584 показана типичная частотная зависимость коэффициента шума  $F$  (отношение мощностей сигнал/шум на входе, деленное на то же отношение на выходе) для плоскостного триода. В области частот  $f < f_1$  изменяется по закону  $F \sim \frac{1}{f^a}$ , где  $a$  близко к единице.

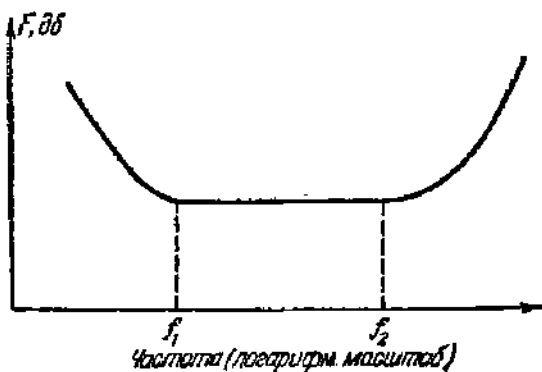


Рис. 584. Частотный спектр шумов полупроводникового триода.

На этом участке кривой преобладают полупроводниковые шумы. На участке  $f_1 < f < f_2$  преобладают шумы, не зависящие от частоты (дробовой и тепловой шумы, шум перераспределения токов). Область частот  $f > f_2$  характеризуется резким возрастанием шумов и на практике не используется, так как лежит в большей своей части за предельной частотой триода. По экспериментальным данным для три-

одов П1А:  $f_1 \approx 6,5$  кГц;  $f_2 \approx 70$  кГц;  $(F)_{f_1 < f < f_2} \approx 10$  дБ; для триодов П1Ж:  $f_1 \approx 1,8$  кГц;  $f_2 \approx 300$  кГц;  $F_{f_1 < f < f_2} \approx 6,5$  дБ. Как видно, триоды П1Ж в отношении шумливости лучше триодов П1А.

Первые плоскостные триоды массового выпуска имели высокий уровень шумов, но плоскостные триоды выпуска последних лет мало чем уступают в отношении шумов лучшим электронным лампам. Однако все еще наблюдается значительный разброс шумовых параметров однотипных триодов. Так, при исследовании партии триодов типа П1 были обнаружены три группы: группа триодов с повышенными шумами ( $F > 20$  дБ), средняя группа с  $F = 10 \div 20$  дБ и группа с пониженными шумами ( $F < 10$  дБ); среди них наиболее типичные имели при  $f = 1$  кГц  $F < 3$  дБ. Сходные результаты получаются и для триодов других типов. Это указывает на сильную зависимость шумов от деталей технологического процесса и позволяет надеяться на дальнейшее улучшение шумовых свойств плоскостных триодов в будущем.

В плоскостном триоде можно получить  $\alpha \gg 1$ , добавляя в кристалл еще одну область так, как это показано на рис. 585, а. Полупроводниковые триоды этого типа получили название  $p-n-p$ -триодов с коллекторной областью усиления. С ними удавалось получить коэффициент усиления по току, равный нескольким десяткам и даже сотням.

Энергетические зоны  $p-n-p$ -триода с коллекторной областью усиления, на эмиттер которого подано положительное, а на коллек-

тор отрицательное напряжение, изображены на рис. 585, б. Из области эмиттера  $p_3$  через пониженный положительным смещением переход  $P_3$  дырки проходят в область базы  $n_6$ , диффундируют к переходу  $P_c$  и под действием поля «вкатываются» в область  $p_c$ . Область  $p_c$  заряжена отрицательно диффундирующими в нее электронами, и переход  $P_m$  поэтому представляет для дырок препятствие.

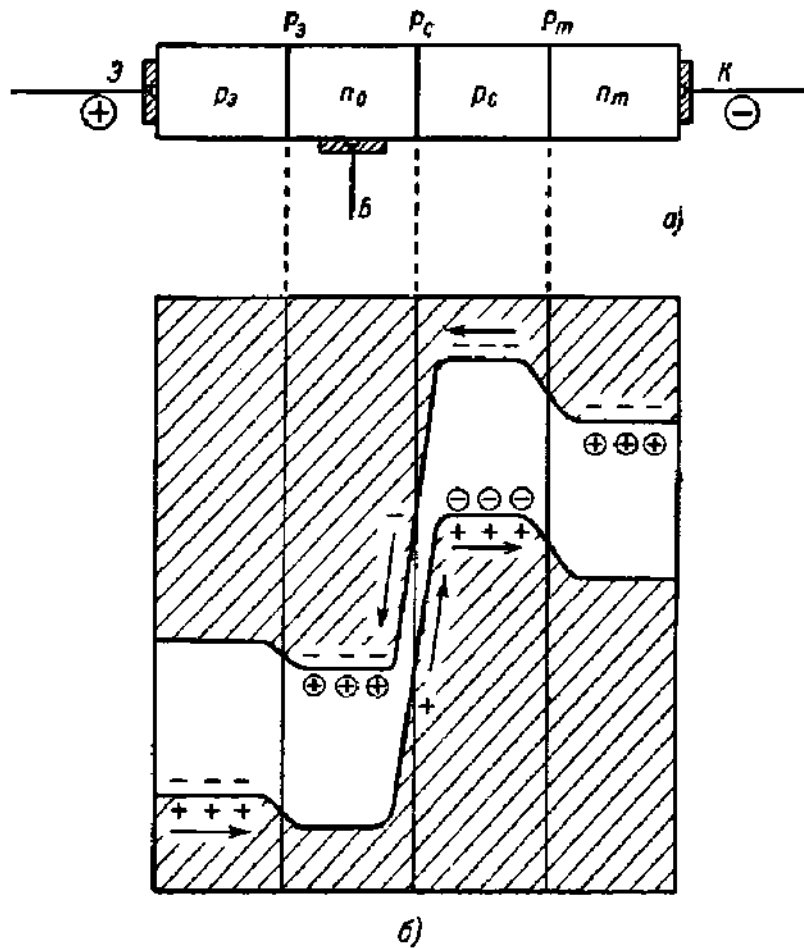


Рис. 585. Структура  $p-n-p$ -триода с коллекторной областью усиления и его зонная схема при подаче напряжений на электроды.

Время пребывания дырок в области  $p_c$  возрастает, и она образует для них своего рода «ловушку». Для компенсации пространственного заряда задерживающихся в области  $p_c$  дырок в нее со стороны коллектора устремляются электроны, преодолевающие невысокий барьер  $P_m$ . Электроны практически без рекомбинаций диффундируют к переходу  $P_c$  и «скатываются» в  $n_6$  и далее на базовый электрод Б, не задерживаясь в области  $p_c$ . Если концентрация электронов в области  $n_m$  много больше концентрации дырок в области  $p_c$ , то ток через переход  $P_m$  будет главным образом электронным. Это значит, что электронная составляющая коллекторного тока  $\Delta I_{кп}$  много больше дырочной составляющей  $\Delta I_{кр}$ , которая только немного меньше тока

эмиттера  $\Delta I_e$ . Следовательно, «ловушка» в коллекторной области дает дополнительное усиление по току.

Отметим, что плоскостные триоды с  $p-n$ -переходами на настоящей ступени развития полупроводниковой электроники являются наиболее распространенными полупроводниковыми приборами для усиления и генерации. Для них легче, чем для ранее появившихся триодов с точечными контактами, решается задача повышения мощности. Они пока еще уступают точечным триодам в отношении частотного предела, но это отставание успешно преодолевается; уровень их шумов ниже, чем у точечных триодов. Наконец, срок службы плоскостных триодов настолько велик, что при монтаже их в радиоаппаратуру обычно нег нужно заботиться об облегчении доступа к ним для проверки и смены, так как их срок службы не меньше, чем у других радиодеталей, и во всяком случае составляет много десятков тысяч часов.

Следует иметь в виду, что полупроводниковые плоскостные триоды, как и многие другие полупроводниковые приборы, прогрессируют настолько быстро, что многие из их характеристик, приведенных выше, окажутся очень скоро устаревшими, и это относится, в частности, к цифрам, характеризующим частотный предел и предел мощности полупроводниковых триодов.

#### § 64. Полупроводниковые приборы с точечными контактами. Полупроводниковые триоды с поверхностными барьерами

**1. Полупроводниковый диод; история изобретения и применения.**  
**Конструкция и характеристики современных диодов.** К числу полупроводниковых приборов с точечными контактами относятся полупроводниковые диоды и триоды и некоторые, пока мало употребительные типы германиевых фотоэлементов. Первый из них, получивший значительное применение в технике, был полупроводниковый диод с точечным контактом, или кристаллический детектор.

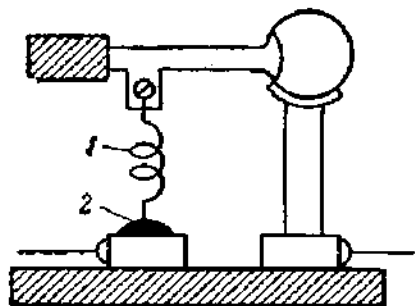


Рис. 586. Кристаллический детектор старой конструкции.

1 — контактная пружинка; 2 — кристалл.

Выпрямление на контакте между металлом и полупроводником для детектирования высокочастотных сигналов впервые было применено А. С. Поповым в виде усовершенствованного когерера с графитовыми электродами. Детектор, близкий по конструкции к современному полупроводниковому диоду (рис. 586), широко применялся в радиоприемниках в 20-е годы.

Тогда обычно применялись естественные кристаллы — гален, пирит, цинкит и т. д., чаще всего в контакте со стальной проволокой. Главным недостатком кристаллического детектора были непостоянство и связанные с этим

поиски «чувствительной точки» на поверхности кристалла, главным достоинством — чрезвычайная простота и дешевизна. Емкость между острием проволоки и кристаллом детектора была настолько малой, что его можно было применять вплоть до очень высоких частот.

Интересное открытие, показавшее новые возможности использования кристаллических детекторов, было сделано в 1922 г. О. В. Лосевым в Н. Новгороде (Горьком). Кристаллические детекторы имеют вольт-амперные характеристики, по форме похожие на характеристики пластинчатых выпрямителей. О. В. Лосев нашел, что обратные ветви характеристики некоторых контактов (гален — сталь, цинкит — сталь) имеют падающий участок. Подобно использованию падающего участка характеристики триода в области динатронного эффекта (§ 42) или характеристики разрезного магнетрона при  $H > H_{кр}$  (§ 48) можно использовать для генерирования колебаний и падающий участок характеристики кристаллического детектора. Это было сделано Лосевым, построившим на этой основе генератор и регенеративный приемник, привлечший в свое время большое внимание как в СССР, так и за границей. Схемы, разработанные О. В. Лосевым, применяются и в настоящее время, но старые кристаллические детекторы в них заменены современными кристаллическими детекторами с вполне надежными контактами.

Кристаллические детекторы старых типов были в 20-х годах почти вытеснены из радиотехники электронными лампами и сохранились только в самых дешевых приемниках и в лабораторной практике как индикаторы колебаний.

Новый период применения кристаллических детекторов или диодов, как их стали называть в радиотехнике, начался с внедрением в нее сверхвысоких частот, т. е. уже в 40-х годах.

Одной из трудных задач СВЧ техники было преобразование частоты. Многосеточные лампы, применявшиеся для этой цели вплоть до волн длиной 0,8—1 м в дециметровом диапазоне были заменены диодами, имевшими более высокое входное сопротивление и более низкий уровень шумов. Последнее особенно важно, так как сигнал, попадающий на смесительную лампу, имеет очень малую амплитуду и необходимо, чтобы амплитуда шумов на частоте сигнала была как можно меньше. Особенностей диодного преобразования частоты мы здесь касаться не будем (см., например, В. И. Сифоров, Радиоприемники СВЧ, гл. 11). Отметим только, что разработка диодов, пригодных в сантиметровом диапазоне, встретила большие трудности, связанные с необходимостью обеспечить небольшие углы пролета электронов, а также трудности «контурного» характера. Поэтому радиотехника обратилась вновь к кристаллическим детекторам или, как их стали называть, полупроводниковым диодам. Опишем сначала устройство и электрические свойства современных полупроводниковых диодов.

Полупроводниковый диод — полупроводниковый кристалл, к которому прижимается конец контактной проволоки; в этом современные диоды в точности повторяют старые кристаллические детекторы. Диод заключен в патрон, конструкция которого должна быть такова, чтобы, во-первых, можно было отрегулировать нажим контактной проволоки на поверхность кристалла и закрепить ее в этом положении, создав тем самым постоянство контакта. Во-вторых, нужно, чтобы патрон диода позволял подавать на диод высокочастотное напряжение. Патрон, конструкция которого отвечает этим требованиям, предназначенный для работы в коаксиальной линии, показан на рис. 587. Другие конструкции патронов см. [Л.8.8; Л.8.9].

В современных диодах применяются большей частью кристаллы кремния с дырочной проводимостью и германия с электронной проводимостью, получающиеся, как обычно, введением соответствующих примесей, причем

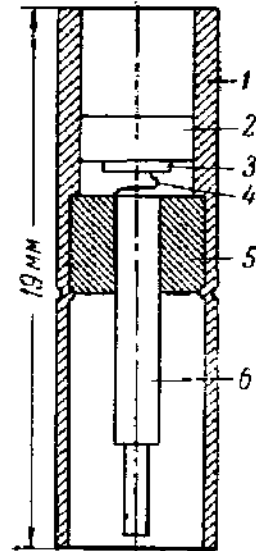


Рис. 587. Современный полупроводниковый диод в коаксиальном патроне.

1 — внешний проводник; 2 — штифт; 3 — кремний; 4 — контактная пружинка; 5 — изолирующая шайба; 6 — внутренний проводник.

часто используются поликристаллические образцы. Широко распространены три типа диодов с точечными контактами: 1) кремниевые и германиевые диоды высокой чувствительности; 2) выпрямительные германиевые диоды с высоким обратным напряжением; 3) выпрямительные германиевые диоды со сварными контактами. Отечественная промышленность выпускает точечные диоды нескольких типов: ДГ — германиевые и ДК — кремниевые.

На рис. 588 изображены вольт-амперные характеристики кремниевого диода и германиевого диода с высоким обратным напряжением, а на рис. 589 — прямые ветви характеристики всех трех типов диодов вместе с характеристикой вакуумного диода. Как видно

(рис. 588, а), кремниевый диод имеет в области небольших напряжений (доли вольта) наибольшую чувствительность, но его обратное сопротивление начинает заметно

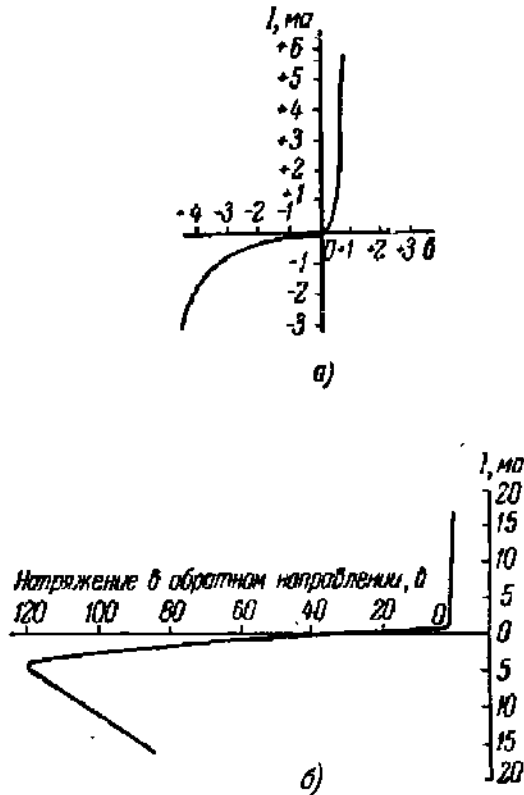


Рис. 588. Характеристики диодов с точечным контактом.

а — кремниевого; б — германиевого с высоким обратным напряжением.

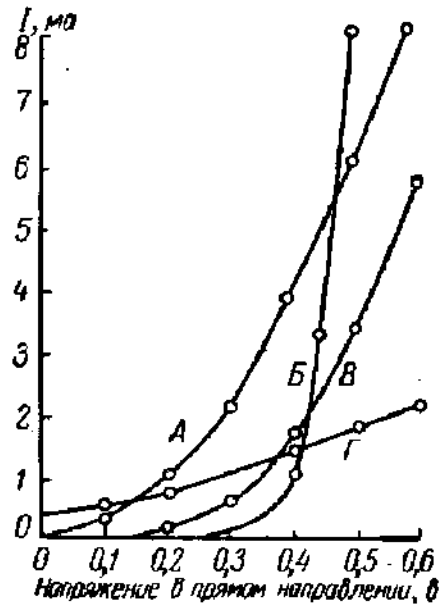


Рис. 589. Прямые ветви характеристик.

А — кремниевого диода; Б — германиевого диода со сварным контактом; В — германиевого с высоким обратным напряжением; Г — вакуумного диода.

падать уже при  $U_{обр} \approx 4$  в. Очень существенно, что кремниевые диоды имеют низкий уровень собственных шумов, притом уменьшающийся с частотой. Германиевые диоды с высоким обратным напряжением получают при очень малых присадках Sn к Ge. Работа над конструированием высокостабильных диодов привела к появлению германиевых диодов со сварными контактами.

Чувствительность диодов этих типов (рис. 588, кривые Б и В на рис. 589) в области низких напряжений меньше, зато они способны пропускать большие токи в прямом направлении и выдерживать обратные напряжения свыше 100 в; это относится к обоим упомянутым типам германиевых диодов. При больших мощностях, выделяемых в кристалле, происходит его разрушение — так называемое «выгорание». Для практики особенно важно знать условия выгорания в импульсных режимах. Этот вопрос обстоятельно исследован экспериментально [Л.8.9, т. II].

На характеристиках германиевых диодов при больших обратных и прямых напряжениях существуют участки с отрицательным сопротивлением. Та-

кой участок на обратной ветви виден на рис. 588, б; участок отрицательного сопротивления на прямой ветви находится за пределами чертежа. Особенностью германиевого диода со сварным контактом (рис. 589, кривая В) является наибольшая кривизна его характеристики (по сравнению с другими диодами).

Из вида характеристик можно сделать заключение об областях применения диодов. Высокая чувствительность и низкий уровень шумов кремниевых детекторов делают их особо подходящими в качестве детекторов и смесителей входных цепей приемников, где не является вместе с тем большим недостатком их меньшая стойкость к перегрузкам и обратным напряжениям. В качестве смесителей применяются и германиевые диоды высокой чувствительности. Высокое обратное напряжение, допустимое для германиевых диодов двух других типов, и относительно большой прямой ток открывают возможность их широкого применения в детекторах приемников, в частотных детекторах, в ограничителях помех и импульсов и в ряде других случаев, где они могут заменять вакуумные диоды, перед которыми имеют ряд преимуществ: меньший вес и объем, большая механическая прочность, большая крутизна характеристики, отсутствие накала. Эти преимущества обеспечили им широкое применение.

Для работы в диапазоне СВЧ имеет решающее значение емкость контакта. Характер распределения тока в диоде с точечным контактом и упрощенная эквивалентная схема диода (не учитывающая индуктивность пружинки) представлены на рис. 590, а, б. На эквивалентной схеме  $R$  — объемное сопротивление полупроводника; оно имеет заметную величину в случае малой поверхности контакта благодаря тому, что вблизи контакта мало сечение тока. Сопротивление  $R$  можно подсчитать теоретически. Подсчет дает  $R = 1/4 \pi \sigma a$  (если поверхность контакта — круг радиуса  $a$ ),  $R = 1/2 \pi \sigma a$  (если поверхность контакта — полусфера радиуса  $a$ );  $\sigma$  — электропроводность полупроводника\*. На эквивалентной схеме  $r$  и  $C$  — сопротивление и емкость

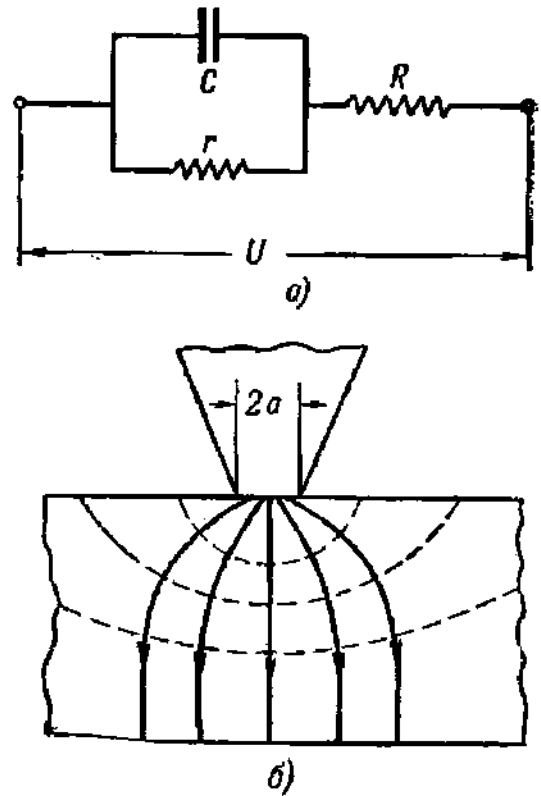


Рис. 590. Точечный контакт.

а — эквивалентная схема; б — распределение тока в кристалле с точечным контактом.

\*) Формулу для сопротивления между полусферическим контактом и очень удаленной плоскостью другого электрода можно получить следующим образом: из соображений симметрии следует, что эквипотенциальные поверхности имеют форму полусфер и что плотность тока на них постоянна. Для поверхности радиуса  $r$  будем иметь:

$$I = 2\pi r^2 j = 2\pi r^2 \sigma E;$$

$j = \sigma E$  — плотность тока. Отсюда для разности потенциалов между полусферами  $R_1$  и  $R_2$  получим:

$$U_{R_1} - U_{R_2} = \int_{R_1}^{R_2} E dr = \int_{R_1}^{R_2} \frac{I}{2\pi\sigma} \frac{dr}{r^2} = \frac{I}{2\pi\sigma} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (64.1)$$

У нас  $R_1 = a$  и  $R_2 = \infty$ , так что  $R = 1/2 \pi \sigma a$ .



запорного слоя. Из схемы рис. 590, а можно найти условия хорошего выпрямления, считая, разумеется, сопротивление  $r$  различным для прямого и обратного направлений тока. Сопротивление  $R$  и емкость  $C$  можно считать одинаковыми для обоих направлений, хотя это и не вполне точно.

Полное сопротивление в прямом и обратном направлениях будет

$$\begin{aligned} Z_{\text{пр}} &= R + \frac{r_{\text{пр}}}{1 + j\omega Cr_{\text{пр}}} \approx R + r_{\text{пр}} \approx R, \\ Z_{\text{обр}} &= R + \frac{r_{\text{обр}}}{1 + j\omega Cr_{\text{обр}}} \approx R - \frac{j}{\omega C}, \end{aligned} \quad (64.2)$$

так как  $r_{\text{пр}}$  мало и  $\omega Cr_{\text{пр}} \ll 1$ , а  $r_{\text{обр}}$  велико и  $\omega Cr_{\text{обр}} \gg 1$ . Качество выпрямления будет тем лучше, чем больше величина отношения

$$\left| \frac{Z_{\text{обр}}}{Z_{\text{пр}}} \right| = \sqrt{1 + \frac{1}{\omega^2 C^2 R^2}}, \quad (64.3a)$$

т. е. хорошее выпрямление получается, если

$$\omega CR \ll 1. \quad (64.3b)$$

Условие (64.3b) в применении к диодам с точечными контактами содержит в себе противоречие: для уменьшения  $C$  нужно уменьшать площадь контакта, а при этом увеличивается  $R$  (см. формулу (64.1)). В кремниевых детекторах  $C$  обычно лежит между 0,25 пф (диоды для  $\lambda \approx 1$  см) и 1 пф (диоды для  $\lambda \approx 10$  см). Опыт показывает, что эти диоды работают вполне удовлетворительно. Для германиевых диодов  $C$  получается больше, и, как уже указывалось, при очень высоких частотах они уступают кремниевым.

Основными параметрами смесительных СВЧ диодов являются коэффициент шума и потери преобразования. Коэффициент шума в данном случае определяется как отношение действительной мощности шумов диода к мощности тепловых шумов омического сопротивления, равного внутреннему сопротивлению диода. Эта величина учитывает, следовательно, шумы, специфические для полупроводников и выпрямляющего контакта. Потери преобразования называют отношение мощности СВЧ, подведенной к диоду-смесителю, к мощности промежуточной частоты, отдаваемой нагрузке. Для диодов, работающих в качестве детектора во входной цепи приемника, наиболее важными параметрами являются выходное сопротивление, измеренное вблизи нулевой точки характеристики, и чувствительность по току, за которую принимают выпрямленный ток, отнесенный к единице мощности, подведенной к диоду, измеренный на малой мощности и при сопротивлении нагрузки, много меньшем выходного сопротивления диода. В справочной литературе указываются и некоторые другие параметры высокочастотных диодов: наибольшую допустимую мощность, температуру окружающей среды и др. В табл. 14 приведены в качестве примера основные параметры нескольких отечественных высокочастотных диодов.

Для выпрямительных диодов, кроме величины максимального выпрямленного тока, наибольший интерес представляют максимально допустимое обратное напряжение и напряжение (обратное) пробоя. Германиевые точечные выпрямительные диоды изготавливаются отечественной промышленностью под маркой ДГ-Ц. Для различных диодов этого типа максимальный выпрямленный ток лежит в пределах 16 ÷ 25 ма и максимальное обратное напряжение в пределах 30 ÷ 200 в. Сводку параметров точечных диодов см. [Л.А.19; Л.А.23; Л.8.46].

**2. Свойства точечного контакта и их физическое объяснение. Теория прохождения тока через точечный контакт.** Опыт показывает, что для получения хорошего выпрямления нужно кристалл диода подвергнуть механической и термической обработке; обработка кристалла диода, в отличие от

пластинчатых выпрямителей, ведется отдельно от электрода, и только к уже обработанному кристаллу прижимается контактная пружинка. После сборки диод проходит электрическую формовку, т. е. через него пропускают сильный

Таблица 14  
Основные параметры высокочастотных точечных диодов

Наименование	Назначение	Род полупроводника	Рабочая длина волны (см)	Максимальные потери преобразования	Чувствительность по току не менее ( $\alpha/\text{вт}$ )	Максимальный коэффициент шума (дб)	Выходное сопротивление при напряжении не более 5 кв (ком)
ДГ-С1	Смесительный	Ge	9,8	8,5*)	—	3*)	—
ДГ-С4	»	Ge	3,2	6,5**)	—	3**)	—
ДК-С1	»	Si	9,8	8,5*)	—	2,7*)	—
ДК-С3	»	Si	3,2	8,5**)	—	2,7**)	—
ДК-С5	»	Si	2,0	7,0**)	—	2,5**)	—
ДК-В1	Приемный	Si	9,8	—	0,8***)	—	15
ДК-В4	»	Si	3,2	—	0,8***)	—	10
ДК-В6	»	Si	9,8	—	0,8***)	—	25

- \*) При подводимой мощности 0,5 мвт.
- \*\*\*) При подводимой мощности 1,0 мвт.
- \*\*\*) При подводимой мощности 20 мквт.

обратный ток, после чего диод приобретает надлежащие технические свойства и делается готовым к работе. Было найдено (для кремния), что полезно подвергнуть поверхность кристалла ионной бомбардировке. Как и в случае пластинчатых выпрямителей, довольно сложная технология обработки кристаллов для диодов была выработана эмпирически [Л.8.8; Л.8.43. вып. 7, Л.8.9]. Возникает вопрос, к каким изменениям в структуре кристалла приводят его обработка и электрическая формовка.

Прежде всего нужно отметить, что изменяются свойства только приповерхностного слоя кристалла, так как при удалении этого слоя восстанавливаются свойства необработанного кристалла. Но, как показало электроннографическое исследование, кристаллическая структура обработанного приповерхностного слоя не отличается от структуры самого кристалла. Отсюда следует, что изменения, вносимые обработкой, таковы, что они не меняют основной кристаллической решетки: это могут быть изменения в составе примесных или адсорбированных атомов, или же, как мы увидим ниже, изменения плотности носителей тока на поверхности и в приповерхностном слое.

Существенно также, что выпрямление не зависит от работы выхода металла контактной пружины, хотя такой зависимости следует ожидать, если выпрямление происходит на границе между металлом и полупроводником. Поэтому при выборе металла пружины руководствуются только его механическими свойствами: твердостью, упругостью и т. д. В современных диодах

пружинки делают из вольфрама или сплава вольфрама и молибдена, так как эти пружинки достаточно упруги и хорошо сохраняют форму острия при нажиме. Наконец, как мы видели, точечный контакт служит эмиттером неосновных носителей тока, например дырок в *n*-германий.

Свойства точечного контакта можно объяснить, предполагая, что вблизи острия в процессе электрической формовки, которую проходят все диоды, вследствие нагревания током образуется небольшая область с механизмом проводимости, противоположным механизму проводимости основного кристалла. Например, образуется *p*-область на кристалле *n*-Ge. Изменение механизма проводимости при нагревании называется термической конверсией. Термическую конверсию можно наблюдать и при общем нагревании кристалла, если на его поверхности имеются следы вещества, атомы которого могут служить донорами или акцепторами. Так, нагревание *n*-Ge, на поверхности которого имеется медь, приводит к диффузии атомов меди в кристалл, который переходит в *p*-Ge (медь-акцептор).

При формовке в точке контакта происходит сильное нагревание и германий может даже начать плавиться, причем на его поверхности появляется углубление — «кратер». В формовке играет роль не направление тока, а нагревание;

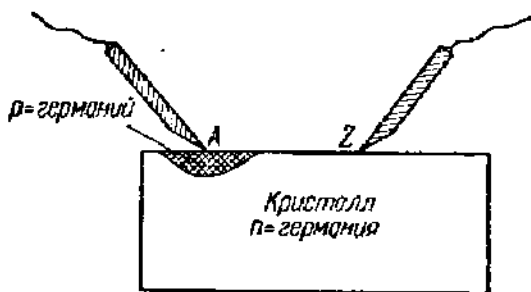


Рис. 591. Схема опыта по обнаружению области с дырочной проводимостью вблизи острия на *n*-германии.

это следует из того, что формовку можно производить и прямым током, но в этом случае сила тока должна быть больше, так как в прямом направлении сопротивление меньше. В согласии с взглядом на формовку как на процесс, приводящий к термической конверсии, стоит обнаруженная на опыте зависимость результатов формовки от металла пружинки.

Образование области с дырочной проводимостью на *n*-германии вблизи острия было доказано экспериментально Вальдесом. Формовка производилась током через острие *A* (рис. 591), а острие *Z* служило зондом, который с помощью специального механизма мог перемещаться и прижиматься к поверхности *n*-германия. Характер проводимости можно определить по знаку термо-эдс, возникающей между кристаллом германия и острием *Z*. Дело в том, что при переходе от *p*-Ge к *n*-Ge термо-эдс меняет знак, причем практически безразлично, из какого металла сделано острие *Z*, так как термо-эдс в металлах много меньше, чем в полупроводниках.

Во всяком полупроводнике плотность носителей тока вследствие диффузии в холодных местах делается выше, чем в горячих, и в дырочном полупроводнике потенциал холодных мест делается выше, а в электронных ниже, чем в горячих. Поэтому и знаки термо-эдс оказываются различными. Этим методом определения механизма электропроводности часто пользуются.

Перемещая зонд *Z* по поверхности кристалла после формовки, Вальдес нашел, что около *A* образуется *p*-область, причем после сильной формовки поперечные размеры *p*-области были около  $2 \cdot 10^{-2}$  см и глубина, определенная тем же способом, при постепенном сошлифовывании верхнего слоя кристалла лежала в пределах  $0,8 \div 1,7 \cdot 10^{-2}$  см. Размеры *p*-области уменьшаются с уменьшением тока формовки.

При наличии *p*-области вблизи острия выпрямление происходит на *p*—*n*-переходе ниже поверхности кристалла и не зависит от работы выхода металла. Как показывает теория *p*—*n*-перехода, в этом случае ток через переход имеет как электронную, так и дырочную составляющие, что и наблюдается в действительности. Материал пружинки, как и материал электродов пла-

стинчатого выпрямителя, играет роль только как поставщик примесных атомов, которые, однако, могут попадать в кристалл и иным путем, например через диффузию атомов, адсорбированных на поверхности. Разница между диодом с точечным контактом и плоскостным диодом сводится к различию в геометрических данных и технологии изготовления.

Свойства точечного контакта можно объяснить не только с помощью представлений о его природе, основанных на опытах Вальдеса. Теория, предложенная Бардином, объясняет независимость выпрямления от работы выхода металла и инжекцию дырок в *n*-германий наличием электронов, закрепленных на поверхности полупроводника.

На энергетических диаграммах, с которыми мы имели до сих пор дело, в полосе запрещенных уровней основной решетки могли размещаться только примесные локальные уровни. Так обстоит дело с внутренними областями кристалла. Но на поверхности, где имеются незаполненные электронные связи верхнего слоя атомов Ge или Si, а часто также присутствуют адсорбированные атомы, положение иное. Как показал впервые акад. И. Е. Тамм, на поверхности кристалла могут находиться электроны, уровни энергии которых лежат между зоной проводимости и заполненной зоной. Они получили название поверхностных уровней Тамма.

Электрическое поле поверхностных электронов вытесняет из приповерхностного слоя *n*-германия не только электроны проводимости, но и некоторую часть валентных электронов. В результате вблизи поверхности образуется слой с дырочной проводимостью, а границы зон принимают вид, показанный на рис. 592. В слое с дырочной проводимостью уровень Ферми лежит ближе к заполненной зоне, чем к зоне проводимости и наименьшая концентрация носителей тока и, следовательно, наибольшее сопротивление, будут вблизи места, где уровень Ферми находится от обеих зон на одинаковом расстоянии. Здесь  $n \approx p$ , если эффективные массы электронов и дырок мало отличаются друг от друга. Как видно из рис. 592, приповерхностный слой приобретает структуру *p-n*-перехода.

Если к поверхности кристалла подвести металлический электрод, то между металлом и поверхностным слоем с электронной проводимостью, находящемся на поверхности кристалла, установится контактная разность потенциалов, равная разности работ выхода металла и поверхностных электронов. При подаче напряжения между электродом и кристаллом разность потенциалов между металлом и поверхностью кристалла не изменяется, поскольку между ними нет запирающего слоя и они легко могут обмениваться электронами.

Все приложенное напряжение поэтому целиком придется на обедненный носителями тока слой, лежащий между *p*-слоем у поверхности и внутренней областью кристалла, имеющей электронную проводимость.

Если напряжение переменное, то в зависимости от знака напряжения поле в этом слое будет усиливаться или ослабляться и слой окажет такое же выпрямляющее действие, как обычный *p-n*-переход, пропускающий как дырочную, так и электронную составляющие тока. Потенциальный барьер этого типа называют поверхностным барьером,

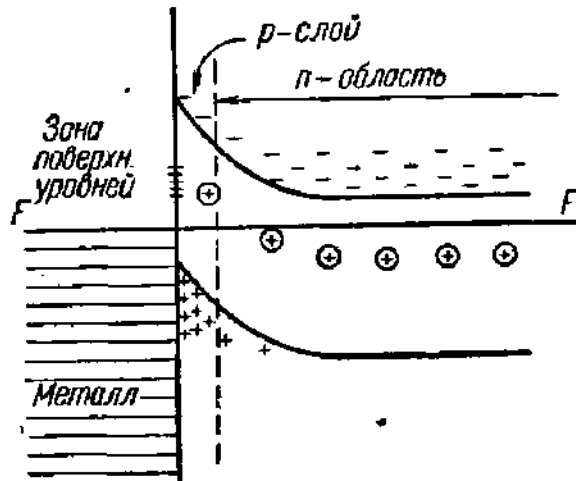


Рис. 592. Энергетический спектр в приповерхностном слое при наличии электронов на поверхностных уровнях. Пунктирной линией отмечено место, где  $n \approx p$ .

Как следует из всего сказанного выше, теория поверхностного барьера также удовлетворительно объясняет свойства точечного контакта. Толщину  $p$ -слоя оценивают немногими микронами. Вальдес нашел, однако, что размеры  $p$ -области вблизи острия значительно больше. Возможно, поэтому в настоящее время более распространено мнение, что в диодах и триодах с точечными контактами выпрямление происходит не на поверхностных барьерах, а на  $p-n$ -переходе, образовавшемся в процессе формовки.

Не исключено, что поиски «чувствительной точки» на поверхности старых детекторов с естественными кристаллами, хорошо известные радиотехникам 20-х годов, являлись на самом деле поисками на поверхности кристалла участка с механизмом проводимости, противоположным механизму проводимости самого кристалла.

**3. Устройство, характеристики и параметры полупроводниковых триодов с точечными контактами.** Полупроводниковый триод с точечными контактами или, короче, точечный триод был изобретен Бардином и Браттейном в 1948 г. Одна из первых конструкций точечного триода показана на рис. 593, а. К поверхности кристалла  $n$ -Ge на расстоянии порядка  $10^{-2}$  см друг от друга прижаты две контактные пружинки, служащие эмиттером и коллектором триода. Кристалл припаян к металлической пластине-базе, служащей третьим электродом триода. Из этой конструкции понятно происхождение термина «база» (основание), сохраненное и для других типов полупроводниковых триодов. Кристалл триода подобно кристаллу диода проходит технологическую обработку, а собранный триод — электрическую формовку коллекторного контакта.

Близость коллектора к эмиттеру существенна для точечных триодов и было предложено несколько конструкций, в которых расстояние эмиттер — коллектор можно сделать очень небольшим. Мало отличаются в сущности от триода Бардина и Браттейна современные точечные триоды, например, триоды С1 и С2 отечественного производства (рис. 593, б).

На эмиттер подается небольшое положительное смещение, и, как было выяснено выше, в  $n$ -Ge поступают неосновные носители — дырки. На коллектор подается гораздо более высокое отрицательное напряжение, которое, во-первых, дает на  $p-n$ -переход у отформированного коллекторного контакта смещение в обратном направлении и, во-вторых, создает поле, притягивающее дырки к коллектору. В точечном триоде прохождение дырок через  $n$ -Ge не является, таким образом, диффузионным, как в плоскостном  $p-n-p$ -триоде, и увеличение проводимости вдоль линий тока из-за притяжения в  $n$ -Ge добавочных электронов может оказать заметное действие, как и в нитевидном триоде. Поэтому коэффициент усиления по току точечного триода

$$\alpha = \left| \frac{\Delta I_k}{\Delta I_э} \right|_{U_k = \text{const}} = \alpha_i \gamma^\beta \quad (64.4)$$

можно представить, как и для нитевидного триода, в виде произведения множителей  $\alpha_i$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ , причем  $\gamma \approx 1$ ,  $\beta \approx 1$ . Но  $\alpha_i > 1$  по тем же причинам, что и для нитевидного триода, так что в итоге должно получиться  $\alpha > 1$ , что и имеет место в действительности. Например, для триодов отечественного производства С1 и С2 величина  $\alpha$  лежит в пределах 1,2 — 1,6.

Форма характеристик и численные значения параметров точечных и плоскостных триодов очень различны. Уже из факта близости коллектора и эмиттера и наличия заметного электрического поля в кристалле между коллектором и эмиттером можно сделать заключение о значительно большей, чем у плоскостных триодов, внутренней связи между входной и выходной цепями. Это вполне подтверждается видом характеристик точечного триода (рис. 594), показывающих значительное изменение  $U_э$  в зависимости от  $I_k$  и  $U_k$  в зависимости от  $I_э$ .

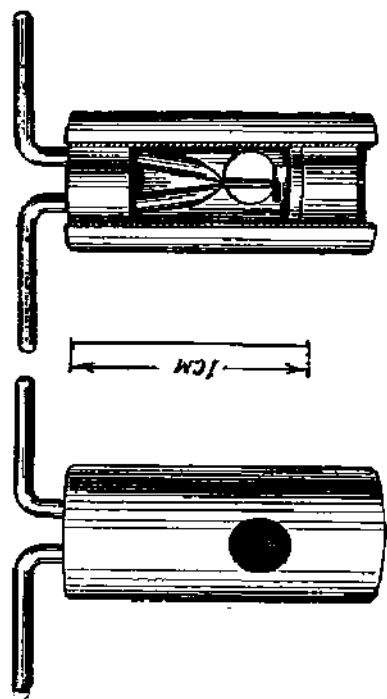
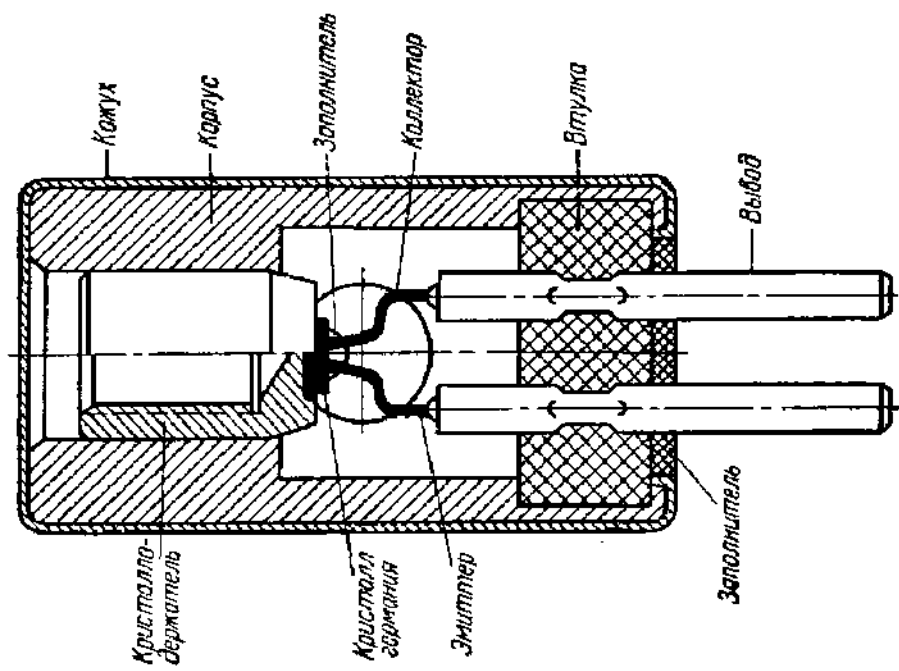


Рис. 593. Точечные полупроводниковые триоды.  
 слева — первый триод — триод Бардина и Браттейна; справа — разрез  
 современного триода типа С1 и С2.

Соответственные значения имеют и параметры точечных триодов. Для точечного триода, характеристики которого изображены на рис. 594, получается из наклонов характеристик  $r_{11}=420 \text{ ом}$ ,  $r_{12}=182 \text{ ом}$ ,  $r_{21}=31\,000 \text{ ом}$ ,  $r_{22}=23\,500 \text{ ом}$

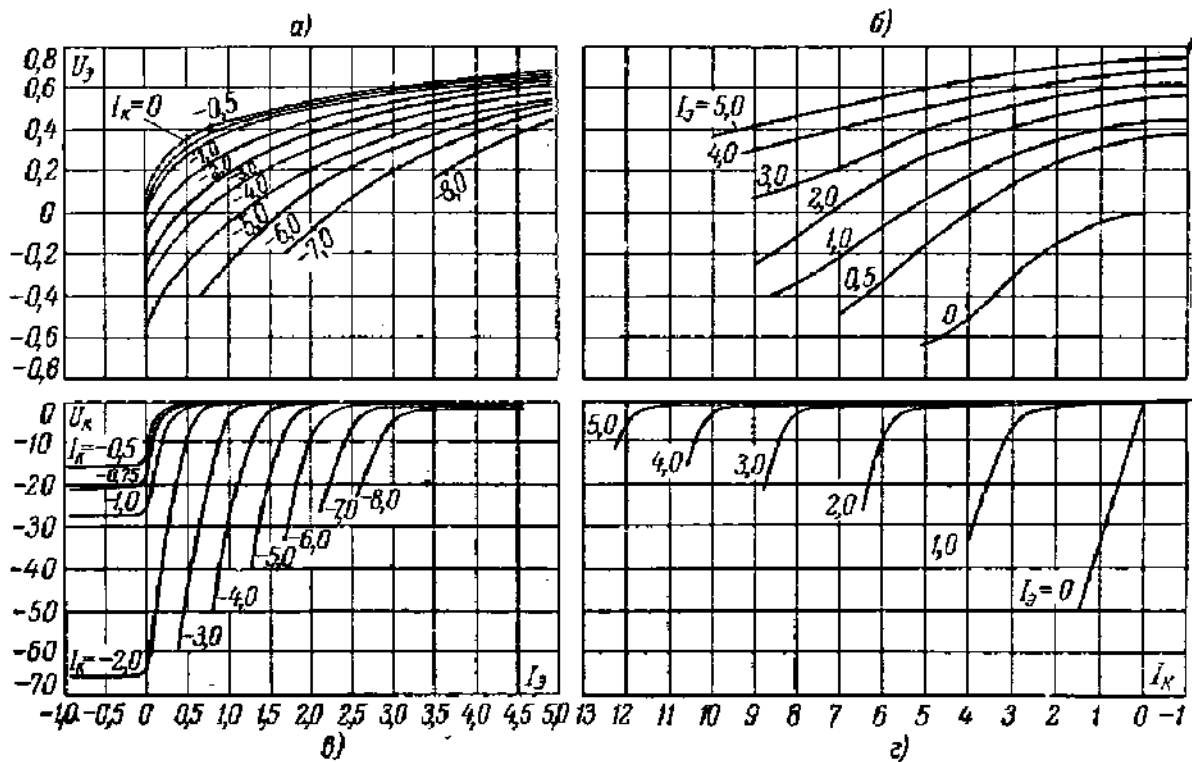


Рис. 594. Характеристики точечного триода.

а — входные характеристики с наклоном  $r_{12}$ ; б — характеристики обратной связи с наклоном  $r_{12}$ ; в — характеристики прямого направления с наклоном  $r_{21}$ ; г — выходные характеристики с наклоном  $r_{22}$ .

и в схеме рис. 565, б  $r_3 = r_{11} - r_{12} = 238 \text{ ом}$ ,  $r_6 = r_{12} = 182 \text{ ом}$ ,  $r_k = = r_{22} - r_{12} = 23\,320 \text{ ом}$ ,  $r_m = r_{21} - r_{12} = 30\,820 \text{ ом}$ .

Таблица 15

Параметры точечных триодов С1 и С2\*)

Наименование	Назначение	Предельная частота [МГц]	$r_{11}$ (максимум) [ом]	$r_{12}$ (максимум) [ом]	$r_{22}$ (минимум) [ком]	$\alpha$ при 1000 гц	$\alpha$ при предельной частоте
С1Б	Усиление в. ч.	1,5	750	200	7	1,5	1,2
С1Д	То же	5	750	200	7	1,5	1,2
С1Е	» »	10	750	200	7	1,5	1,2
С2Б	Генерирование в. ч.	1,5	1500	700	7	1,6	1,5
С2Г	То же	10	1500	1000	7	1,6	1,5

\*) Измерено в схеме с общей базой в режиме: триоды С1 —  $I_g = 0,3 \text{ ма}$ ;  $U_k = -20 \text{ в}$ ; триоды С2 —  $I_g = 0,3 \text{ ма}$ ,  $U_k = -10 \text{ в}$ .

Как видно, у точечных триодов разность между входным и выходным сопротивлениями много меньше, чем у плоскостных.

Точечные триоды применяются почти всегда в схемах с общей (заземленной) базой. Поэтому для них в качестве параметров удобны сопротивления  $r_{11}$ ,  $r_{12}$ ,  $r_{21}$ ,  $r_{22}$ , которые обычно и приводятся в справочниках.

Отечественная промышленность изготавливает точечные триоды типов С1 и С2, применяемые для усиления в. ч. и генерирования колебаний. Параметры некоторых триодов С1 и С2 приведены в таблице 15. Выпускаются также триоды С3 и С4, отличающиеся от С1 и С2 только цельнометаллической конструкцией и высокой влагоустойчивостью.

Как и для плоскостных триодов, параметры точечных триодов сильно зависят от режима и температуры.

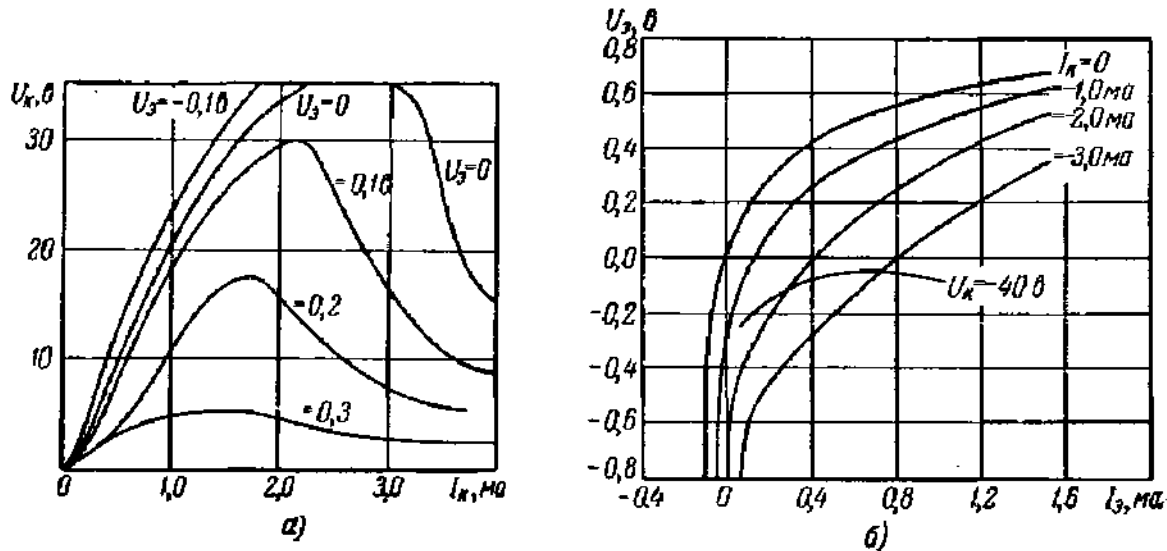


Рис. 595. Характеристики точечных триодов с участками отрицательного сопротивления.

*a* — характеристики  $(I_k, U_k)$  при  $U_b = \text{const}$ ; *b* — характеристики  $(I_b, U_b)$  при  $I_k = \text{const}$ . Она начерчена вместе с обычными входными характеристиками  $(I_b, U_b)$  при  $I_k = \text{const}$ .

Отметим одну особенность точечных триодов. Как и у нитевидных триодов, наличие сильной связи между цепями эмиттера и коллектора приводит при больших токах к появлению падающих участков на вольт-амперных характеристиках, измеренных при постоянном напряжении на другом электроде. Группа таких  $(I_k, U_k)$  характеристик, измеренных при  $U_k = \text{const}$ , показана на рис. 595, *a*. Падающие участки обнаруживаются и на характеристиках  $(I_k, U_k)$ , измеренных при  $U_b = \text{const}$  (рис. 595, *b*). По этому поводу нужно сделать два замечания.

Из кривых рис. 595 видно, что для полупроводникового триода напряжения являются однозначными функциями токов, но не наоборот. Этим объясняется то, что в теории полупроводниковых триодов часто предпочитают за независимые переменные брать токи. (Ср. с электронными лампами, например, рис. 359 и 361.)

Наличие падающих участков имеет большое значение для работы точечных триодов как в усилительных схемах, так и в различного рода импульсных и счетных схемах.

Легко понять, что точечный триод с его ничтожно малой площадью контакта остриев с кристаллом германия не может быть сконструирован на большие мощности. С другой стороны, малая емкость эмиттера и коллектора и малое время прохождения носителей тока (движущихся, правда, по



траекториям разной длины) благоприятны для работы в высокочастотном диапазоне. Точечные триоды сохраняют способность работать до 20—50 мГц, и были сообщения о триодах с предельной частотой в 225 мГц, конечно, очень малой мощности.

Уровень шумов триодов с точечными контактами значительно выше, чем у плоскостных триодов. Коэффициент шума для них в среднем равен 40—50 дБ в то время как для плоскостных триодов он равен 10—20 дБ.

**4. Замечания о теории триодов с точечными контактами.** В теории нитевидных и плоскостных триодов приходится иметь дело с параллельными прямолинейными линиями тока, т. е. с одномерным распространением носителей. В точечном триоде линии тока искривлены, и изучение распространения носителей тока не сводится к одномерной задаче. Кроме того, процессы в эмиттерной и коллекторной областях точечных триодов не изучены с такой

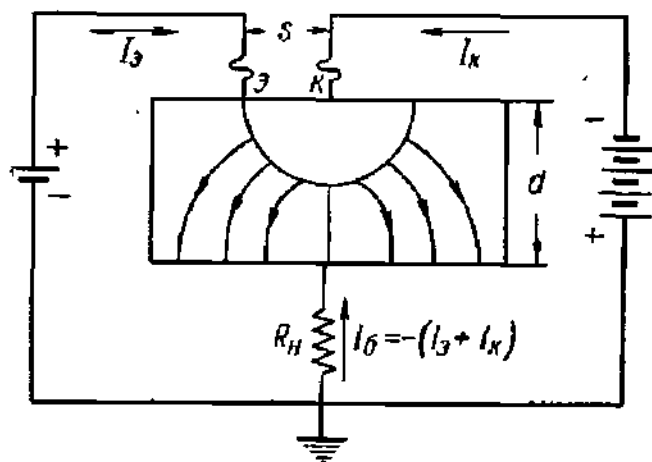


Рис. 596. К теории триода с точечными контактами.

полнотой, как процессы в  $p-n$ -переходах. По этим причинам теория точечных триодов пока не вполне разработана. Рассмотрим триод с расстоянием между контактами  $s$ , много меньшим толщины кристалла  $d$  (рис. 596), и предположим сначала, что  $I_к = 0$ . Нелинейную характеристику эмиттера при условии  $I_к = 0$  запишем в виде

$$I_э = F_{э,0}(U_э). \quad (64.5)$$

Если, наоборот, была бы разомкнута цепь эмиттера и через коллектор проходил ток  $I_к$ , то потенциал острия эмиттера Э относительно заземлен-

ного основания был бы равен  $I_к R_б$ , где  $R_б$  — сопротивление, заключенное между эквипотенциальной поверхностью радиуса  $s$ , на которой лежит точка Э, и удаленной от нее плоскостью основания. Как было показано выше,  $R_б = 1/2\pi\sigma s$  и, например, для Ge с  $\sigma = 0,1 \text{ ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$  и  $s = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$   $R_б = 318 \text{ ом}$ . В присутствии тока  $I_к$  на эмиттер оказывается поданным смещение  $+(R_б I_к)$ , и чтобы его скомпенсировать и получить прежний ток  $I_э$ , нужно внешнее напряжение  $U_э$  изменить на  $-R_б I_к$ , так что уравнение характеристики эмиттера примет вид

$$I_э = F_{э,0}(U_э - R_б I_к)_{I_к \neq 0}. \quad (64.6)$$

Для тока коллектора в отсутствие  $I_э$  можно написать:

$$I_к = F_{к,0}(U_к)_{I_э = 0}. \quad (64.7)$$

К этому току, непосредственно созданному напряжением  $U_к$ , добавляется ток, обусловленный введением дырок через эмиттер и равный с учетом всех обстоятельств  $\alpha I_э$ . Так как этот ток имеет направление потока дырок, движущихся в кристалле к коллектору, а за положительное значение  $I_к$  выбрано направление снаружи в кристалл, то  $\alpha I_э$  отрицательно и

$$I_к = [F_{к,0}(U_к) - \alpha I_э]_{I_э \neq 0}. \quad (64.8)$$

Предположим теперь, что токи и напряжения состоят из постоянных слагающих  $I_э, I_к, U_э, U_к$  и малых по амплитуде переменных составляющих  $i_э, i_к$ ,

$u_э, u_к$ ; вводя дифференциальные сопротивления эмиттера и коллектора  $R_э$  и  $R_к$ , получим:

$$i_э = \frac{1}{R_э} (u_э - R_б i_к), \quad i_к = \frac{1}{R_к} u_к - \alpha i_э,$$

или

$$\left. \begin{aligned} u_э &= R_э i_э + R_б i_к, \\ u_к &= \alpha R_к i_э + R_к i_к, \end{aligned} \right\} \quad (64.9)$$

причем в прежних обозначениях

$$R_э = r_{11}, \quad R_б = r_{12}, \quad \alpha R_к = r_{21}, \quad R_к = r_{22}.$$

Из второго уравнения (64.9) следует непосредственно

$$\left| \frac{i_к}{i_э} \right|_{u_к=0} = \frac{\alpha R_к}{R_к} = \alpha \quad (64.10)$$

По поводу уравнений (64.9) надо сделать несколько замечаний. При выводе их молчаливо предполагалось, что потенциалы аддитивны, т. е. они просто складываются. Но это заведомо не точно в данном случае, так как проводимость кристалла модулируется введением дырок. Учет этого обстоятельства значительно усложнил бы расчеты. Второе замечание касается коэффициента  $\alpha = \beta \gamma \alpha_i$ . Множители  $\beta$  и  $\gamma$  имеют совершенно тот же смысл, что и в теории нитевидного триода. Но такого простого представления о собственном коэффициенте усиления по току  $\alpha_i$ , которое получается в теории нитевидного триода для этой величины, в теории точечных триодов не удастся составить, хотя, по мнению В. Шокли [Л.8.7, стр. 108], усиление по току в обоих случаях имеет одну и ту же природу.

Сравнение уравнений (64.9) с уравнением нитевидного триода (62.31) показывает, что  $R_б$  не является аналогом сопротивления  $r_б$ , заключенного в нитевидном триоде между точкой А, находящейся вблизи эмиттера, и базой (рис. 565). Заметим, что если между базой точечного триода и общей точкой схемы включить сопротивление  $R_н$ , по которому будет проходить ток  $I_б$ , то это сопротивление и будет аналогом сопротивления  $r_б$  в нитевидном триоде (рис. 596).

В настоящее время нет достаточных данных, чтобы с уверенностью решить вопрос о структуре германия в точечном триоде. Несомненно, что обработка кристалла приводит его поверхность в такое состояние, что острие эмиттера эмиттирует дырки. Так как коллекторный контакт всегда проходит электрическую формовку, то весьма вероятно, что вблизи него, как в опытах Вальдеса, образуется небольшая  $p$ -область. Точечный триод на основе  $n$ -Ge является, таким образом, своего рода  $p-n-p$ -триодом.

Если механизм усиления тока в точечном триоде имеет ту же природу, что в нитевидном триоде, то наибольшее значение  $\alpha$ , теоретически возможное, равно трем, так как  $(1 + b) = \alpha_i \approx 3$ . Однако известны случаи, когда для точечных триодов получалось  $\alpha > 3$ . Были предложены две гипотезы, объясняющие это явление.

По первой гипотезе происходящая при формовке конверсия  $n$ -Ge в  $p$ -Ge не затрагивает очень небольшой области у самого острия и структура Ge у

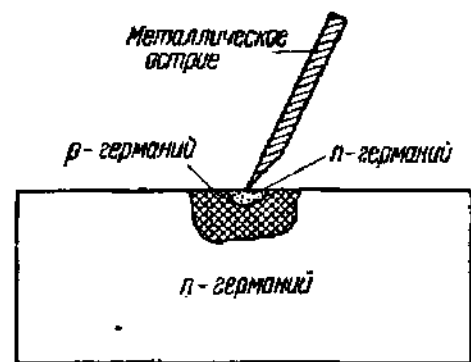


Рис. 597. Структура германия вблизи острия, при которой коэффициент  $\alpha$  может быть больше трех.

коллектора принимает вид, изображенный на рис. 597. В триоде образуется коллекторная область усиления, а такой триод может иметь  $\alpha_3 > 3$ .

Коллекторная ловушка затрудняет продвижение дырок к коллектору. Но замедление продвижения дырок может получиться и при наличии в Ge «центров захвата», способных улавливать дырки и задерживать их относительно долго, до освобождения тепловым движением. Тогда средняя подвижность дырок уменьшится и  $\alpha$  может также сделаться больше трех. Такое объяснение больших  $\alpha$  было выдвинуто Шокли. В пользу гипотезы Шокли говорит тот факт, что при большой плотности дырочного тока наблюдается уменьшение  $\alpha$ ; это можно объяснить тем, что все «центры захвата» почти все время остаются заполненными дырками и наступает своего рода «насыщение» их действия. В отдельных случаях оказалось возможным вычислить концентрацию «центров захвата» и энергию отрыва от них дырок.

**5. Триоды с поверхностными барьерами.** В 1953 г. был описан новый тип триода, очень подходящего для работы в диапазоне высоких частот. В этом триоде нет внутренних  $p-n$ -переходов и барьерные слои лежат непосредственно у поверхности кристалла, на его границе с металлическими электродами. Остановимся сначала на принципе действия триода с поверхностными барьерами.

Как уже было отмечено выше, при известных условиях непосредственно у поверхности  $n$ -Ge может образоваться слой с дырочной проводимостью, несмотря на отсутствие акцепторных атомов (см. рис. 592). При подаче на примыкающий к  $p$ -слою электрод положительного напряжения он эмиттирует дырки внутрь кристалла. При использовании этой структуры для выпрямления наличие дырочной составляющей тока не имеет значения, но ее можно использовать для получения триодного эффекта, если использовать ту же структуру, но находящуюся под напряжением обратного направ-

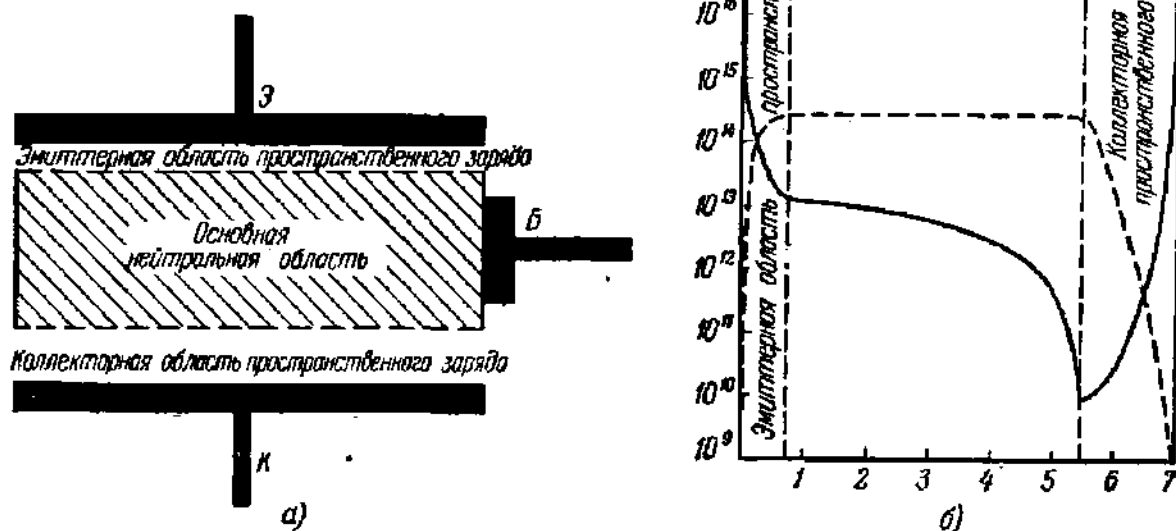


Рис. 598. Триод с поверхностными барьерами.

*a* — области в кристалле и расположение электродов; *б* — распределение концентраций электронов и дырок — концентрация электронов; — — — концентрация дырок.

ления в качестве коллектора, работающего подобно коллектору  $p-n-p$  триода. Практически вопрос о пригодности плоскостного триода с поверхностными барьерами решается в зависимости от того, насколько большую дырочную составляющую тока эмиттера можно получить в такой конструкции, так как ею определяется коэффициент усиления по току.

Величина дырочной составляющей зависит от плотности дырок в приповерхностном  $p$ -слое. В разработанных образцах триодов металл электродов наносился электролитически на свежеполученную поверхность Ge. Оказалось, что для электродов наиболее подходят In, Zn, Cd, Sn, Cu; в отличие от точечных контактов не безразлично, какой взять металл.

Внутри основного слоя Ge, где проводимость велика, в отличие от слоев у поверхностей (рис. 598, а), электрическое поле слабо, дырки распространяются диффузионно и, следовательно, количество дырок, достигающих коллектора, зависит от напряжения эмиттера, которым определяется поток дырок, входящий в основную нейтральную область, и от градиента концентрации дырок в нейтральной области. Для увеличения дырочного тока следует увеличивать градиент концентрации дырок. На внутренней стороне коллекторного слоя концентрация дырок, оттянутых оттуда к поверхности, мала (рис. 598, б) и, значит, для увеличения градиента нужно максимально приблизить коллектор к эмиттеру, т. е. сделать слой Ge как можно тоньше.

Для изготовления триодов с поверхностными барьерами были выработаны специальные приемы. На кристалл  $n$ -Ge с противоположных сторон направляются непрерывные струи электролита (раствор сульфата индия), и между электродом, введенным в электролит, и Ge накладывается напряжение такого знака, что Ge электролитически стравливается и на его поверхности в месте попадания струек образуются две лунки. После достижения надлежащей глубины лунок знак напряжения меняется, на поверхности Ge начинает откладываться In и в результате получается структура, показанная в разрезе на рис. 599, а. Электрод базы подводится к утолщенной части кристалла Ge, и при подаче на триод напряжений надлежащего знака возникают дырочный и электронный токи, распределенные так, как это показано на рис. 599, б.

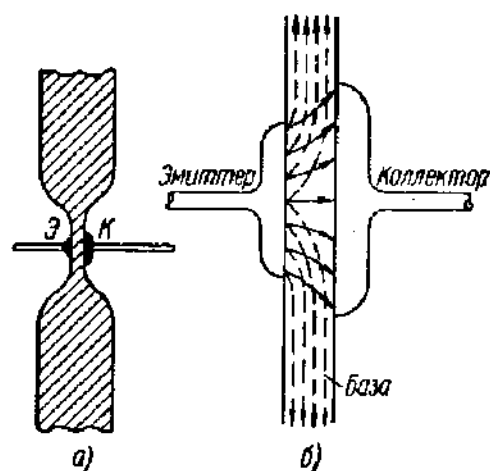


Рис. 599. а — разрез триода с поверхностными барьерами; б — линии дырочного тока — и электронного тока — — — —.

Приведем некоторые численные данные: пластинка Ge перед началом травли лунки имела размеры  $1,25 \times 2,5 \times 0,075$  мм; активная часть Ge между лунками имела толщину около 0,005 мм, диаметр эмиттера 0,075 мм, коллектора 0,150 мм. Эти данные характеризуют точность, требующуюся при изготовлении современных полупроводниковых триодов. Параметры типичного триода: при  $U_k = 3$  в,  $I_k = 0,5$  ма,  $r_b = 850$  ом (н. ч.),  $r_c = 200$  ом (в. ч.),  $r_e = 30$  ом,  $r_k = 2 \cdot 10^5$  ом,  $C_k = 1,9$  пф,  $\alpha = 0,93$ , граничная частота 43 мггц. Триоды с поверхностными барьерами, выпускаемые в СССР (П404, П405; см. [Л.8.46]), имеют предельную частоту генерирования 20—30 мггц, предельную частоту усиления 10—30 мггц и мощность, рассеиваемую на коллекторе, не более 10 мвт.

**6. Канальный полупроводниковый триод.** В. Шокли указал принцип прибора, в котором модуляция проводимости участка электрической цепи и усиление достигаются без введения неосновных носителей тока [Л.8.6, 40]. Действие этого прибора можно понять из рис. 600. На оба  $p-n$ -перехода кристалла подается обратное смещение, а между переходами находится «канал» с дырочной проводимостью, границами которого служат обедненные носителями тока, плохо проводящие слои, в которых существует потенциальный барьер, не пропускающий основные носители. По «каналу» течет дырочный ток от батареи  $V_1$ . Как известно, при увеличении обратного напряжения переходы расширяются, а при уменьшении — сжимаются. Значит, под дейст-

вием сигнала сечение «канала» будет меняться и ток в цепи батарей будет модулирован. Во входной цепи будет расходоваться небольшая мощность, так как на оба перехода подано обратное напряжение. Канальные триоды

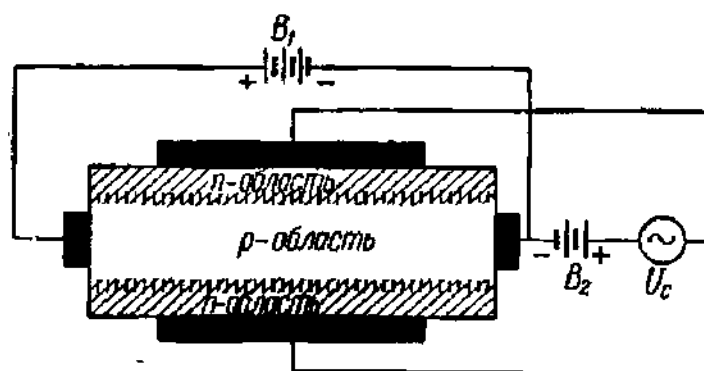


Рис. 600. Структура и схема включения канального полупроводникового триода.

из  $n$ -Ge с омическими контактами из олова с примесью сурьмы и вплавленными индиевыми  $p$  —  $n$ -переходами имеют, как оказалось, относительно высокий уровень шумов, но могут быть использованы для усиления мощности.

## ПРИЛОЖЕНИЯ

### § VI. Вычисление потенциала поля плоской решетки

Рассмотрим бесконечную решетку, образованную лежащими в одной плоскости равноотстоящими тонкими проволоками. Если  $q$  — заряд на единицу длины каждой проволоки, то в точке  $x, y$  (рис. XX) потенциал от одной нити равен  $U_k = -2q \ln r_k$ , а от решетки

$$U = -2q \sum \ln r_k. \quad (\text{VI. 1})$$

(Ряд (VI. 1) расходится, так как  $\ln r_k$  неограниченно растет при  $r_k \rightarrow \infty$ , но ряд для производных потенциала, дающий напряженность поля, сходится так что это обстоятельство не имеет значения.)

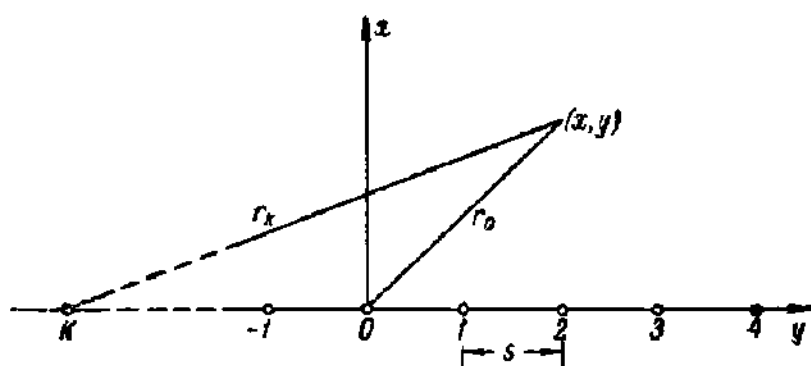


Рис. XX. К вычислению поля бесконечной решетки.

Выражение (VI. 1) можно представить в виде бесконечного произведения

$$U = -2q \sum_k \ln r_k = -q \sum_k \ln r_k^2 = -q \ln \left\{ \prod_k (r_k^2) \right\},$$

где

$$r_0^2 = x^2 + y^2, \quad r_k^2 = x^2 + (y \mp ks)^2 \quad (k = 1, 2, 3, \dots).$$

Знак — соответствует проволокам справа от начала координат, а знак + слева.

Вынесем множитель  $r_0^2$  из-под знака произведения, напомним отдельно множители, содержащие  $+k$  и  $-k$ , и воспользуемся соотношением  $x^2 + y^2 = (y + jx)(y - jx)$ :

$$\begin{aligned}
 U &= -q \ln \left[ r_0^2 \prod_{k=\pm 1, 2, \dots} \{r_k^2\} \right] = \\
 &= -q \ln \left[ (x^2 + y^2) \prod_{k=1, 2, \dots}^{\infty} \{[x^2 + (y - ks)^2][x^2 + (y + ks)^2]\} \right] = \\
 &= -q \ln \left[ (y + jx)(y - jx) \prod_{k=1, 2, \dots}^{\infty} \{(y - ks + jx)(y - ks - jx) \times \right. \\
 &\quad \left. \times (y + ks + jx)(y + ks - jx)\} \right] = \\
 &= -q \ln \left[ \left\{ (y + jx) \prod_{k=1, 2, \dots}^{\infty} [(y + jx)^2 - k^2 s^2] \right\} \times \right. \\
 &\quad \left. \times \left\{ (y - jx) \prod_{k=1, 2, \dots}^{\infty} [(y - jx)^2 - k^2 s^2] \right\} \right]. \quad (\text{VI.2})
 \end{aligned}$$

Как известно (см. Рыжик, Таблицы сумм, интегралов и произведений, 1948, стр. 272), синус можно представить в виде бесконечного произведения:

$$\sin(\pi z) = \pi z \left(1 - \frac{z^2}{1^2}\right) \left(1 - \frac{z^2}{2^2}\right) \left(1 - \frac{z^2}{3^2}\right) \dots \quad (\text{VI.3})$$

Полагая

$$\frac{y + jx}{s} = z$$

и применяя формулу (VI.3), получим:

$$\begin{aligned}
 (y + jx) \prod_{k=1, 2, \dots}^{\infty} k^2 s^2 \left[1 - \frac{(y + jx)^2}{k^2 s^2}\right] &= zs \prod_{k=1, 2, \dots}^{\infty} k^2 s^2 \left(1 - \frac{z^2}{k^2}\right) = \\
 &= ss^2 \cdot 4s^2 \cdot 9s^2 \dots z \left(1 - \frac{z^2}{1^2}\right) \left(1 - \frac{z^2}{2^2}\right) \dots = \\
 &= \frac{s}{\pi} s^3 \cdot 4s^2 \cdot 9s^2 \dots \sin(\pi z) = M \sin \left[ \pi \frac{y + jx}{s} \right], \quad (\text{VI.4})
 \end{aligned}$$

где  $M$  — постоянный (хотя и бесконечно большой) множитель. Точно так же, полагая

$$\frac{y - jx}{s} = z,$$

получим:

$$(y - jx) \prod_{k=1,2,\dots}^{\infty} k^2 s^2 \left[ 1 - \frac{(y - jx)^2}{k^2 s^2} \right] = M \sin \left[ \pi \frac{y - jx}{s} \right]. \quad (\text{VI. 5})$$

После логарифмирования множитель  $M$  даст в выражении для потенциала

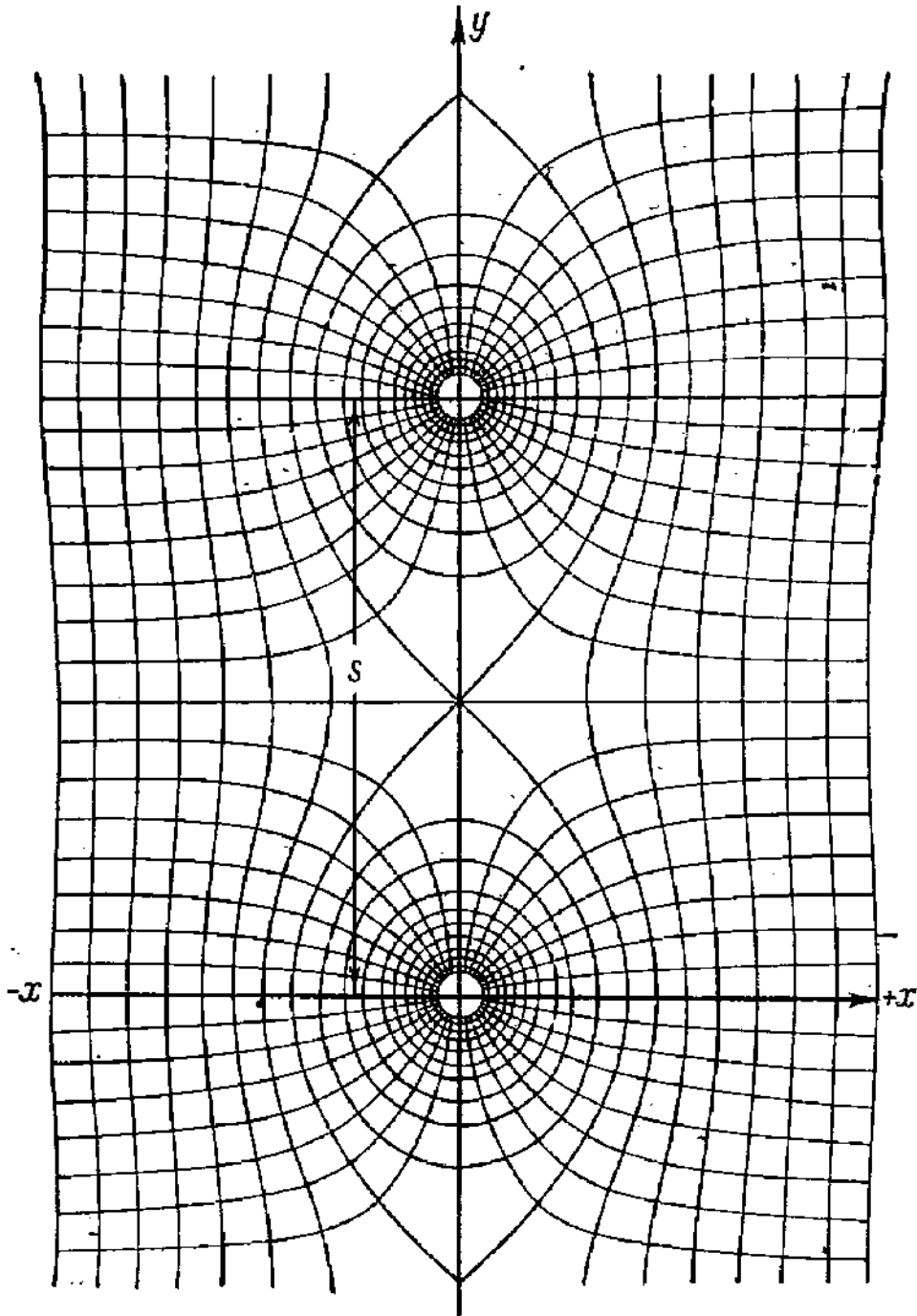


Рис. XXI. Эквипотенциальные линии поля бесконечной решетки.

постоянный член. Вводя для удобства под знак логарифма множитель 2 и обозначая получающийся постоянный член через  $C'$ , получим:

$$U = -q \ln \left\{ 2 \sin \left[ \pi \frac{y - jx}{s} \right] \sin \left[ \pi \frac{y + jx}{s} \right] \right\} + C'. \quad (\text{VI. 6})$$



Преобразуя по формулам двойного угла, получим:

$$U = -q \ln \left\{ \cos \left( 2\pi j \frac{x}{s} \right) - \cos \left( 2\pi \frac{y}{s} \right) \right\} + C', \quad (\text{VI. 7})$$

и, воспользовавшись формулой

$$\cos \left( 2\pi j \frac{x}{s} \right) = \frac{\exp \left( -\frac{2\pi}{s} x \right) + \exp \left( \frac{2\pi}{s} x \right)}{2} = \operatorname{ch} \left( 2\pi \frac{x}{s} \right),$$

имеем окончательно:

$$\begin{aligned} U &= -q \ln \left\{ \frac{1}{2} e^{\frac{2\pi}{s} x} + \frac{1}{2} e^{-\frac{2\pi}{s} x} - \cos 2\pi \frac{y}{s} \right\} + C' = \\ &= -q \ln \left\{ \operatorname{ch} \left( 2\pi \frac{x}{s} \right) - \cos \left( 2\pi \frac{y}{s} \right) \right\} + C' = \\ &= -q \ln \left\{ e^{\frac{4\pi}{s} x} + 1 - 2e^{\frac{2\pi}{s} x} \cos \left( \frac{2\pi}{s} y \right) \right\} + q \frac{2\pi}{s} x + C, \quad (\text{VI.8}) \end{aligned}$$

где  $C$  — постоянная.

Эквипотенциальные линии, рассчитанные по формуле (VI.8), изображены на рис. XXI.

### § VII. Система обозначений электровакуумных и полупроводниковых приборов

Система обозначений электровакуумных электронных и ионных приборов и полупроводниковых приборов в соответствии с ГОСТ 5461-56, действующим с 1. VII. 1956 г., состоит из следующих четырех элементов:

#### Первый элемент обозначения

Группа приборов	Условное обозначение
Лампы генераторные длинно- и коротковолновые (с предельной частотой до 25 мггц) . . . . .	ГК
Лампы генераторные ультракоротковолновые (с предельной частотой от 25 до 600 мггц) . . . . .	ГУ
Лампы генераторные сантиметровые (с предельной частотой свыше 600 мггц) . . . . .	ГС
Лампы модуляторные . . . . .	ГМ
Магнетроны . . . . .	М
Клистроны . . . . .	К
Лампы с бегущей волной усилительные . . . . .	УВ
Кенотроны . . . . .	В
Стабилизаторы напряжения . . . . .	СГ
Стабилизаторы тока . . . . .	СТ
Тиратроны . . . . .	Т
Газотроны . . . . .	Г

Продолжение табл.

Группа приборов	Условное обозначение
Игнитроны . . . . .	И
Разрядники всех типов . . . . .	Р
Генераторы шума . . . . .	ГШ
Фотоэлементы . . . . .	Ф
Фотоэлектронные умножители . . . . .	ФЭУ
Счетчики излучений . . . . .	СИ
Лампы электрометрические . . . . .	ЭМ
Лампы приемно-усилительные и кевотроны, относящиеся к категории приемно-усилительных ламп . . . . .	Цифра, указывающая напряжение накала в вольтах (округленно)
Электронно-лучевые приборы (кроме электронных коммутаторов, передающих телевизионных приборов и электронно-лучевых приборов специального применения) . . . . .	Цифра, указывающая величину диаметра или диагонали экрана в сантиметрах
Электронно-лучевые приборы специального применения, передающие телевизионные приборы и электронные коммутаторы . . . . .	Л
Полупроводниковые диоды . . . . .	Д
Полупроводниковые точечные генераторные и усилительные приборы (триоды, тетроды и др.) . . . . .	С
Полупроводниковые плоскостные генераторные и усилительные приборы (триоды, тетроды и др.) . . . . .	П

Примечания: 1. Для всех типов импульсных приборов к первому элементу условного обозначения добавляют букву И. В этом случае первый элемент всех импульсных генераторных ламп состоит из букв ГИ.

2. Для газотронов, тиратронов и игнитронов к первому элементу условного обозначения добавляют: в случае газового наполнения букву Г, в случае наполнения парами ртути букву Р.

3. Для тиратронов с холодным катодом к первому элементу условного обозначения добавляют букву Х.

Второй элемент обозначения

Группа приборов	Условное обозначение
Диоды . . . . .	Д
Двойные диоды . . . . .	Х
Триоды . . . . .	С
Тетроды . . . . .	Э
Выходные пентоды и лучевые тетроды . . . . .	П
Пентоды экранированные и лучевые тетроды с удлиненной характеристикой . . . . .	К
Пентоды экранированные и лучевые тетроды с короткой характеристикой . . . . .	Ж

Продолжение таб.1.

Группа приборов	Условное обозначение	
Частотопреобразовательные лампы с двумя управляющими сетками . . . . .	А	
Триоды с одним или двумя диодами . . . . .	Г	
Пентоды с одним или двумя диодами . . . . .	Б	
Двойные триоды . . . . .	Н	
Триод-пентоды . . . . .	Ф	
Триод-гексоды, триод-гептоды и триод-октоды . . . . .	И	
Индикаторы настройки . . . . .	Е	
Газотроны Игнитроны Тиратроны Кенотроны Стабилизаторы напряжения Стабилизаторы тока Счетчики излучений Полупроводниковые диоды Кристаллические генераторные и усилительные приборы	Число, указывающее порядковый номер типа прибора	
Осциллографические трубки и кинескопы с электростатическим отклонением луча . . . . .		ЛО
Осциллографические трубки с электромагнитным отклонением луча . . . . .		ЛМ
Кинескопы с электромагнитным отклонением луча . . . . .		ЛК
Запоминающие электронно-лучевые трубки . . . . .		Н
Передающие телевизионные приборы . . . . .		И
Электронные коммутаторы . . . . .		П
Разрядники с давлением выше атмосферного (тригатроны) . . . . .		Т
Резонансные разрядники . . . . .		Р
Кенотроны, относящиеся к категории приемно-усилительных ламп . . . . .		Ц

Примечание. Генераторные и модуляторные лампы, ненастроенные разрядники, магнетроны, клистроны, усилительные лампы с бегущей волной, фотоэлементы, фотоэлектронные умножители и лампы электрометрические второго элемента условного обозначения не имеют.

## Третий элемент обозначения\*)

Группа приборов	Условное обозначение
Лампы генераторные всех диапазонов Лампы модуляторные Разрядники всех типов Электронно-лучевые приборы всех типов	Число, указывающее порядковый номер типа прибора

\*) Газотроны, тиратроны (за исключением маломощных тиратронов в конструктивном оформлении приемно-усилительных ламп), игнитроны, генераторы шума, кенотроны, а также полупроводниковые приборы, не имеющие разновидностей типа, третьего элемента условного обозначения не имеют,

Продолжение табл.

Группа приборов	Условное обозначение
Приемно-усилительные лампы и кенотроны, относящиеся к категории приемно-усилительных ламп Лампы электрометрические Фотозлементы Фотоэлектронные умножители Лампы с бегущей волной усилительные Клистроны Магнетроны	Число, указывающее порядковый номер типа прибора
Тиратроны маломощные в конструктивном оформлении приемно-усилительных ламп Стабилизаторы напряжения Стабилизаторы тока	Буква, указывающая на принадлежность прибора к определенной серии (см. таблицу условных обозначений четвертого элемента серии приемно-усилительных ламп)
Счетчики альфа-излучения ..... Счетчики бета-излучения ..... Счетчики гамма-излучения ..... Счетчики бета- и гамма-излучения ..... Счетчики нейтронные ..... Счетчики рентгеновские ..... Полупроводниковые приборы всех типов .....	А Б Г БГ Н Р
	Буква, обозначающая разновидность типа прибора

Четвертый элемент обозначения

Лампы генераторные всех диапазонов и модуляторные .....	Буква, обозначающая характер принудительного охлаждения в случае его наличия: водяное—А, воздушное—Б
Магнетроны*) .....	Буква, обозначающая разновидность типа прибора

\*) Магнетроны, не имеющие разновидностей типа, клистроны, лампы с бегущей волной усилительные, разрядники, электронно-лучевые приборы специального применения, передающие телевизионные приборы, электронные коммутаторы, фотозлементы, фотоэлектронные умножители, счетчики излучений, тиратроны с холодным катодом, тиратроны маломощные в конструктивном оформлении приемно-усилительных ламп, генераторы шума, стабилизаторы напряжения, стабилизаторы тока, электрометрические лампы и полупроводниковые приборы всех типов четвертого элемента условного обозначения не имеют.



## ЛИТЕРАТУРА

### Литература по физике и общей электронике, справочная литература (Л. А.)

1. Курс физики, под редакцией Н. Д. Папалекси, т. I и II, Гостехиздат, 1947—1948.
2. С. Э. Фриш и А. В. Тиморева, Курс общей физики, т. I—III, Гостехиздат, 1955—1959.
3. Э. В. Шпольский, Атомная физика, т. I и II, Гостехиздат, 1951.
4. Р. Беккер, Электронная теория, ОНТИ, 1936.
5. Г. А. Гринберг, Некоторые вопросы математической теории электрических и магнитных явлений, Изд. АН СССР, 1948.
6. Н. А. Капцов, Электроника, Гостехиздат, 1953.
7. К. И. Крылов, Физические основы электровакуумной техники, Госэнергоиздат, 1949.
8. Электроника, под редакцией А. А. Жигарева, Госэнергоиздат, 1951.
9. Э. Брюхе и А. Рекнагель, Электронные приборы, Госэнергоиздат, 1949.
10. С. Ю. Лукьянов, Советская электроника за 30 лет, УФН 33, № 4, 1947.
11. Н. А. Капцов, Физика электрических разрядов за 30 лет в СССР, УФН 35, №3, 1948.
12. Б. И. Давыдов, Советские исследования по электронным полупроводникам, УФН 33, № 2, 1947.
13. Dow, Fundamentals of Electronic Engineering, 1937.
14. P. Parker, Electronics, 1950.
15. Терминология электрических явлений в газах. Сборник рекомендуемых терминов, вып. 13, Изд. АН СССР, 1952.
16. Терминология электровакуумных приборов. Сборник рекомендуемых терминов, вып. 39, Изд. АН СССР, 1956.
17. И. Е. Тамм, Основы теории электричества, Гостехиздат, 1956.
18. Н. В. Васильев и А. В. Кершаков, Высоковакуумные и газоразрядные приборы, Справочник, ч. I—III, Л., 1948.
19. Электровакуумные приборы, Справочник, Госэнергоиздат, 1956.
20. З. Г. Пинскер, Диффракция электронов, Изд. АН СССР, 1949.
21. Б. Б. Гурфинкель, Приемно-усилительные лампы, Справочник, Госэнергоиздат, 1949.
22. С. Дешман, Научные основы вакуумной техники, ИЛ, 1950.
23. А. М. Бройде, Справочник по электровакуумным и полупроводниковым приборам, Госэнергоиздат, Массовая радиобиблиотека, 1957.
24. Г. Герцберг, Атомные спектры и строение атомов, ИЛ, 1948.
25. Я. С. Уманский, Б. Н. Финкельштейн, М. Е. Блантер, С. Т. Кишкин, Н. С. Фостов, С. С. Горелик, Физическое металловедение, Металлургиздат, 1955.

## Литература к гл. 4 (Л. 4)

1. А. В. Москвин, Катодолюминесценция, т. I. Гостехиздат, 1948.  
Его же, т. II, Гостехиздат, 1949.
2. М. Я. Муляров, Электронно-лучевые приборы, Госэнергоиздат, 1954.
3. С. И. Катаев, Электронно-лучевые телевизионные трубки, Связьтехиздат, 1935.
4. Электронно-лучевые трубки и индикаторы, под ред. А. Я. Брейтбарт, т. I, т. II, Изд. «Сов. радио», 1949.
5. А. М. Халфин, Основы телевизионной техники, Изд. «Сов. радио», 1955.
6. Н. Г. Сушкин, Электронный микроскоп, Гостехиздат, 1949.
7. Электронная микроскопия, под ред. акад. А. А. Лебедева, Гостехиздат, 1954.
8. С. E. Hall, Introduction to Electron Microscopy, 1953.
9. Б. М. Царев, Электронный проектор как метод физико-химических исследований, УФН 36, 1948.
10. В. И. Милютин, Эмиссионный электронный микроскоп, УФН 38, № 3, 1949.
11. И. С. Стекольников, Электронный осциллограф, Госэнергоиздат, 1949.
12. И. С. Стекольников, Электронная осциллография кратковременных процессов, Гостехиздат, 1952.
13. Современный катодный осциллограф (сборник), под ред. И. С. Абрамова, ИЛ, т. I, 1950; т. II, 1951.
14. М. Кноль и Б. Кейзан, Электронно-лучевые трубки с накоплением заряда, Госэнергоиздат, 1955.
15. Н. И. Якимов и Г. А. Бернашевский, Электронно-лучевые приборы, сборник «Успехи электровакуумной техники», под ред. Г. А. Тягунова, Госэнергоиздат, 1956.
16. А. Я. Клопов, Основы техники телевидения, Изд. «Сов. радио», 1953.
17. Ф. Астон, Масс-спектры и изотопы, ИЛ, 1948.
18. Г. Р. Рик, Масс-спектроскопия, Гостехиздат, 1953.
19. М. Елинсон, Г. Бернашевский, Применение электронно-лучевых приборов с плоскими электронными лучами в автоматике и телемеханике (обзор), Автоматика и телемеханика 13, № 2, 1952.
20. П. В. Шмаков, Цветное телевидение, Госэнергоиздат, 1952.
21. Б. Бирке, Сцинтилляционные счетчики, ИЛ, 1955.
22. В. К. Зворыкин и Д. А. Мортон, Телевидение, ИЛ, 1956.
23. С. Ю. Лукьянов, Фотоэлементы, Изд. АН СССР, 1948.
24. П. Герлих, Фотоэлементы, Гостехиздат, 1948.
25. П. Герлих, Применение фотоэлементов, ИЛ, 1952.
26. И. О. Чечик, С. М. Фонштейн, Г. М. Лифшиц, Электронные умножители, Гостехиздат, 1957.
27. Н. О. Чечик, Фотоэлементы и их применение, Массовая радиобиблиотека, Госэнергоиздат, 1955.
28. А. А. Хрущев, Фотоэлементы, Библиотека киномеханика, Изд. «Искусство», 1955.
29. В. И. Лоут, Л. А. Любович, Запоминающее устройство на электронно-лучевых трубках счетной машины АН СССР, Изд. АН СССР, 1957.
30. В. И. Вознесенский, Н. В. Коротких, А. В. Чернетский, А. С. Кокорский, Осциллографические трубки для записи быстро протекающих процессов, УФН 62, № 4, 1957.
31. Дж. Барнард, Современная масс-спектроскопия, ИЛ, 1957.
32. И. И. Цуккерман, Электронная оптика в телевидении, Госэнергоиздат, 1958.
33. С. Б. Гуревич, Физические явления в передающих телевизионных трубках, Физматгиз, 1958.

## Литература к гл. 5 (Л. 5)

1. В. Ф. Власов, Электровакуумные приборы, Связьиздат, 1949.
2. А. А. Шапошников, Электронные и ионные приборы, под ред. и с дополн. Г. А. Тягунова, Госэнергоиздат, 1952.
3. К. Шпангенберг, Электронные лампы, Изд. «Сов. радио», т. I, 1953; т. II, 1954.
4. В. С. Григорьев и Б. С. Григорьев, Электронные и ионные приборы, Связьиздат, 1954.
5. Г. Д. Рейх, Теория и применение электронных приборов, Госэнергоиздат, 1948.
6. В. И. Раков, Электровакуумные приборы, Изд. ЛКВВИА, 1949.
7. А. И. Дугин, Электронные и электронно-ионные приборы, Изд. ВВИА им. Жуковского, 1949.
8. А. Ф. Бекк, Электронные лампы, Теория и конструирование, Изд. «Сов. радио», 1958.
9. H. Rothe und W. Kleen, Grundlagen und Kennlinien der Elektronenröhren, 1951.
10. Б. М. Царев, Расчет и конструирование электронных ламп, Госэнергоиздат, 1952.
11. Ю. А. Кацман, Основы расчета радиолампы, Госэнергоиздат, 1952.
12. М. Д. О. Струтт, Современные многосеточные лампы, т. II. Электрофизические основы с дополн. В. С. Лукошкова, Гос. изд. оборон. пром., 1940.
13. Г. А. Гринберг, К теории тока через триод, ЖТФ 12, № 8, 1942.
14. А. А. Иванов, Электровакуумная технология, Госэнергоиздат, 1944.
15. Б. И. Королев, Основы вакуумной техники, Госэнергоиздат, 1950.
16. М. А. Лебединский, Электровакуумные материалы, Госэнергоиздат, 1956.
17. Б. М. Царев, Электрометрические лампы, УФН 35, № 2, 1948.
18. А. М. Бонч-Бруевич, Применение электронных ламп в экспериментальной физике, Гостехиздат, 1956.
19. И. Шинтльмейстер, Электронная лампа как прибор для физических измерений, Гостехиздат, 1949.
20. Н. А. Никитин, Нижегородская радиолaborатория им. В. И. Ленина, Связьиздат, 1954.
21. В. И. Шамшур, Первые годы советской радиотехники и радиолюбительства, Госэнергоиздат, 1954.
22. Л. Вайнштейн, Теория дробового эффекта при наличии пространственного заряда, Изд. «Сов. радио», 1948.
23. В. Л. Грановский, Электрические флюктуации, ГТТИ, 1936.
24. С. Гольдман, Гармонический анализ, модуляция и шумы, ИЛ, 1951.
25. В. И. Бунимович, Флюктуационные процессы в радиоприемных устройствах, Изд. «Сов. радио», 1951.
26. В. С. Лукошков, Электронный пространственный заряд и теория триода, ЖТФ 6, № 4, 1936.
27. Л. В. Шубин, Методы расчета характеристик и параметров лампы с сетками, Диссертация, 1954.
28. А. ван дер Зил, Флюктуации в радиотехнике и физике, Госэнергоиздат, 1958.
29. Н. В. Черепнин, Электронные лампы для широкополосных усилителей, Госэнергоиздат, 1958.

## Литература к гл. 6 (Л. 6)

1. В. Ф. Коваленко, Введение в электронику сверхвысоких частот, ч. I и II, Изд. «Сов. радио», 1955.
2. Д. Слетер, Электроника сверхвысоких частот, Изд. «Сов. радио», 1948.



3. М. С. Нейман, Триодные и тетродные генераторы сверхвысоких частот, Изд. «Сов. радио», 1950.
4. Клистроны, под ред. Е. Д. Науменко, Изд. «Сов. радио», 1952.
5. Отражательные клистроны, под ред. Е. Д. Науменко, Изд. «Сов. радио», 1954.
6. Магнетроны сантиметрового диапазона, под ред. С. А. Зусмановского, Изд. «Сов. радио», т. I, 1950; т. II, 1951.
7. С. И. Бычков, Магнетронные передатчики, Изд. Мин. обороны СССР, 1955.
8. Д. Р. Пирс, Лампа с бегущей волной, под ред. В. Т. Овчарова, Изд. «Сов. радио», 1952.
9. В. М. Лопухин, Лампа с бегущей волной, УФН 36, № 4, 1948.
10. В. М. Лопухин, Новый вид усилителя микрорадиоволн, УФН 40, № 4, 1950.
11. В. М. Лопухин, Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками, Гостехиздат, 1953.
12. Slater, Microwave Electronics.
13. А. Н. Векк, Velocity-Modulated Thermionic Tubes, 1948.
14. R. Warnecke, P. Guenard, Les tubes électroniques a commande par modulation de vitesse, 1951.
15. Д. Фиск, Г. Хагструм и П. Гатман, Магнетроны, Изд. «Сов. радио», 1948.
16. Ф. Б. Левеллин, Инерция электронов, Гостехиздат, 1946.
17. В. И. Шевчик, Основы электроники сверхвысоких частот, «Сов. радио», 1959 г.
18. А. Б. Иванов и Л. И. Сосновский, Импульсные передатчики С. В. Ч., Изд. «Сов. радио», 1956.
19. В. И. Калинин, Дециметровые и сантиметровые волны, Связьиздат, 1939.
20. В. И. Калинин, Генерирование дециметровых и сантиметровых волн, Связьиздат, 1948.
21. Д. Р. Пирс, Современные лампы сверхвысоких частот (обзор), ВРТ, № 4, 1955.
22. П. С. Рамм, Триодные генераторы колебаний сверхвысоких частот, Военгиз, 1955.
23. Б. В. Сергованцев, Миллиметровые волны и их применения, Изд. «Сов. радио», 1957.
24. Зарубежная радиоэлектроника, 1958, № 9, стр. 20.

#### Литература к гл. 7 (Л. 7)

1. И. Л. Каганов, Электронные и ионные преобразователи, Госэнергоиздат, ч. I, 1950; ч. II, 1955.
2. К. Нейтвиг, Газоразрядные лампы в технике, Госэнергоиздат, 1945.
3. J. Cobine, Gaseous Conductors, 1941.
4. В. А. Фабрикант, Люминесцентные лампы, УФН 27, 1945.
5. В. А. Фабрикант, Физика новых источников света, Электричество, № 10, 1947.
6. В. А. Фабрикант, Некоторые вопросы оптики газового разряда, УФН 32, № 1, 1947.
7. И. А. Капцов и Д. А. Гоухберг, Лампы сверхвысокого давления, УФН 43, № 4, 1951.
8. Антенные переключатели, под ред. Р. И. Перещ, Изд. «Сов. радио», 1950.
9. Электронные и ионные приборы (сборник), под ред. П. В. Тимофеева, Госэнергоиздат, 1941.
10. В. Векслер, Л. Грошев, Б. Исаяев, Ионизационные методы исследования излучений, Гостехиздат, 1949.
11. С. Корф, Счетчики электронов и ядерных частиц, ИЛ, 1947.
12. К. К. Аглинцев, Дозиметрия ионизирующих излучений, Гостехиздат, 1950.

13. Т. М. Лившиц, Применение электронных умножителей для счета элементарных частиц и квантов, УФН 50, № 3, 1953.
14. Д. Корсон и Р. Вильсон, Счетчик частиц и квантов, УФН 36, № 4, 1948.
15. Р. Г. Извеков, Электрические источники света. Сборник «Успехи электровакуумной механики», Госэнергоиздат, 1956.
16. И. В. Лебедев, Газоразрядные приборы для сверхвысоких частот. Сборник «Успехи электровакуумной техники», Госэнергоиздат, 1956.
17. П. И. Чистяков, Стабилизаторы напряжения с электрическим разрядом в газе (стабилитроны). Сборник «Успехи электровакуумной техники», Госэнергоиздат, 1956.
18. С. Браун и Д. Розе, Методы измерения свойств ионизированных газов при высоких частотах, ВРТ, № 2 (14), 1953.
19. Н. Д. Моргулис, Теория ионизационного манометра, ЖТФ I, № 1, 1931; 3, № 8, 1933.
20. Получение и измерение сверхвысокого вакуума, УФН 52, № 1, 1954.
21. Шварц, Ионизационный насос, Вестн. информации, № 8, Изд. «Сов. радио», 1953.
22. Г. Н. Рохлин, Справочная книга по светотехнике. Газоразрядные источники света, гл. 5, Изд. АН СССР, 1956.
23. L. Goldstein, Электрические разряды в газах и современная электроника, Advances in Electronics and Electron Phys., VII, 1955.
24. Б. Росси и Г. Штауб, Ионизационные камеры и счетчики, ИЛ, 1951.
25. В. Л. Грановский, Изв. АН СССР, № 4, 1938; ДАН 22, № 1, 1939; ЖТФ 13, 1943.
26. Я. С. Идхоки, Импульсная техника, Изд. «Сов. радио», 1949.
27. В. А. Хитун, Счетчики ядерного излучения и счетные устройства, Госэнергоиздат, 1959.
28. Е. С. Темкин, Импульсные модуляторные лампы, Воениздат, 1960.

#### Литература к гл. 8 (Л. 8)

1. А. Ф. Иоффе, Полупроводники и их применение, Электричество, № 1, 1946.
2. Ф. Ф. Волькенштейн, Электропроводность полупроводников, Гостехиздат, 1947.
3. Г. Хениш, Полупроводниковые выпрямители, ИЛ, 1951.
4. С. Теснер, Полупроводники, Теория и применение, Изд. «Сов. радио», 1952.
5. К. Мотт и Г. Герни, Электронные процессы в ионных кристаллах, ИЛ, 1950.
6. В. Шокли, Теория электронных полупроводников, ИЛ, 1953.
7. В. Шокли, Электроника транзисторов, Proc. Inst. Rad. Eng. 10, № 11, 1952.
8. Е. Я. Пумпер, Кристаллические диоды и триоды, Массовая радиобиблиотека, Госэнергоиздат, 1953.
9. Кристаллические детекторы, перевод под ред. Е. Я. Пумпера, Изд. «Сов. радио», т. I, 1950; т. II, 1950.
10. Полупроводниковые электронные приборы (сборник), под ред. А. В. Ржанова, ИЛ, 1953.
11. Полупроводниковые материалы (сборник), под ред. В. М. Тучкевича, ИЛ, 1954.
12. Беккер, Грин и Пирсон, Свойства и применения термисторов, УФН 45, № 2, 1951.
13. В. С. Вавилов, Усиление токов высокой частоты кристаллическими германиевыми триодами, УФН 40, № 1, 1950.

14. В. С. Вавилов, Полупроводниковые триоды без точечных контактов, УФН 46, № 1, 1952.
15. М. Стретт, Транзисторы, Госэнергоиздат, 1956.
16. Полупроводниковые триоды и их применение, под общей ред. Р. Ши, Госэнергоиздат, 1957.
17. Billig, Физика транзисторов, Brit. Journ. of Applied Physics 3, № 8, 1952.
18. Б. Г. Коломиец, Термисторы, Электричество, № 3, 1947.
19. Д. Райт, Полупроводники, ИЛ, 1957.
20. E. Spreke, Elektronische Halbleiter, 1955.
21. А. И. Губанов, Теория выпрямляющего действия полупроводников, Гостехиздат, 1956.
22. Электрофизические свойства германия и кремния (сборник переводов), Изд. «Сов. радио», 1956.
23. Эллиот, Последние успехи в разработке фотоэлементов для инфракрасного света, УФН 36, № 1, 1948.
24. И. Д. Конозенко, Полупроводниковые болометры, УФН 56, № 2, 1955.
25. Б. Г. Коломиец, Промышленные типы фотосопротивлений, Электричество, № 11, 1951.
26. Б. Г. Коломиец, Некоторые вопросы применения фотосопротивлений, Автоматика и телемеханика, № 4, 1953.
27. Б. Г. Коломиец, Фотосопротивления в автоматике, Изд. «Знание», 1956.
28. Р. А. Смит, Полупроводники, чувствительные в инфракрасной области спектра, УФН 58, № 3, 1956.
29. А. Кобленц и Г. Оуэне, Транзисторы, теория и применение, ИЛ, 1956.
30. Кристаллические диоды (обзор), ВРТ, № 2, 1952.
31. Кристаллические триоды (обзор), ВРТ, № 2, 1952.
32. Уоллес и Питенполь, Свойства и применения схем с кристаллическими триодами  $n-p-n$ , ВРТ, № 1, 1952.
33. Эрли, Триоды плоскостного типа с переходами  $p-n-i-p$ ,  $n-p-i-n$ , ВРТ, № 1, 1955.
34. Горнтон, Хенли, Новый кремниевый диод, работающий при высокой температуре, ВРТ, № 3, 1955.
35. Эдкок, Джонс, Торнхилл, Джексон, Кремниевые триоды, ВРТ, № 3, 1955.
36. Ф. Финнеган, Особенности плоскостных диодов и их применение, ВРТ, № 6, 1955.
37. E. M. Copwell, Свойства кремния и германия, Proc. Inst. Rad. Engin. 40, № 11, 1952.
38. М. А. Розенблат и О. Л. Седых, Карборундовые сопротивления, Автоматика и телемеханика, т. XII, № 4, 1951.
39. В. Ю. Рогинский, Полупроводниковые выпрямители, Госэнергоиздат, Массовая радиобиблиотека, 1957.
40. Полупроводниковые приборы и их применение (сборник), под ред. Я. А. Федотова, вып. 1, Изд. «Сов. радио», 1956, вып. 2, 1957, вып. 3, 1958.
41. Р. Ф. Ши, Усилители звуковой частоты на полупроводниковых триодах, ИЛ, 1957.
42. Полупроводники в науке и технике (сборник), под ред. А. Ф. Иоффе, Изд. АН СССР, т. I, 1957; т. II, 1958.
43. «Полупроводники», серия брошюр по физике полупроводников и полупроводниковым приборам (18 выпусков), Изд. АН СССР и Ленинградск. дом научно-технич. пропаганды, Ленинград, 1957.
44. Лоу, Эндрес, Зевелс, Вельдкауэр, Ченг, Основы полупроводниковой электроники, Изд. «Сов. радио», 1958.

45. Ю. С. Рябинкин, Современные высокочастотные транзисторы, УФН 65, № 4, 1958.
  46. Информации по радиоэлектронике, ЦБ научно-технической информации Гос. комитета по радиоэлектронике, № 10, 1958, «Полупроводниковые приборы».
  47. Джохенс, Мемелинк, Таммере, Диффузионно-сплавные полупроводниковые триоды, ВРТ, № 6, 1958.
  48. A van der Ziel, Solid State Physical Electronics, 1957.
  49. «Полупроводниковые преобразователи энергии излучения» (сборник статей), под ред. Ю. П. Маслаковца и В. К. Субашиева, ИЛ, 1959. статья А. Роуз, Физические свойства полупроводниковых материалов, используемых для преобразования энергии излучения.
  50. Полупроводниковые термосопротивления (сборник статей), под ред. Б. С. Сотскова, Госэнергоиздат, 1959.
  51. У. Данлэп, Введение в физику полупроводников, ИЛ, 1959.
-

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аберрация 18, 32, 42, 80, 163  
— сферическая 19, 21, 43  
— хроматическая 19, 20, 21, 27, 43, 70  
Анод пусковой в тиратроне 383—384  
Апертурное число 16, 17, 19  
Апертурный угол объектива 16, 19  
Атом акцепторный 446, 460  
— донорный 446, 460  
— метастабильный 52, 385
- База полупроводникового триода 511  
Баркгаузена уравнение 176  
Больцмана закон 522  
Брауна электронно-лучевая трубка 73
- Варистор 473  
Вентиль ионный 357—358  
— ртутный 363  
— — с сетками 380  
Видикон 94, 487, 493  
Воджеса и Эйлера формулы 154  
Волна электронная 16, 19, 38  
Вторичные электроны 103, 165  
Выпрямители на  $p-n$ -переходе 449  
— селеновые 441, 442, 463  
Выпрямитель германиевый с  $p-n$ -переходом 465  
— кремниевый с  $p-n$ -переходом 465  
— меднозакисный 462  
— —, старение 464
- Газовое усиление в счетчиках 400, 407  
— — — фотоэлементах 47  
Газоразрядная лампа натриевая 390  
— — ртутная 391  
— — — сверхвысокого давления 393  
Газоразрядные лампы сверхвысокого давления 398  
Газотрон 358—361, 364  
—, вентиляльная прочность 361—362  
Гамма-процессы 360, 414—415  
Гаусса интеграл 132  
Гексод 221, 226—227, 229
- Гептод 226  
Гептод-преобразователь 231—232  
Гептод-смеситель 226, 232  
Глаголевой-Аркадьевой «массовый излучатель» 418  
Группировка электронов в магнетроне 340
- Двухпроводная длинная линия 318  
Демонизация в ионных приборах 373—375  
— — тиратронах 372  
Динаatronный эффект 92, 182  
Диод 54  
Диод 126  
—, вольт-амперная характеристика 128, 134, 137  
— детекторный 143, 145  
— Левеллина 288—289  
— полупроводниковый 556—557  
— смесительный СВЧ 560  
— с цилиндрическими электродами 138  
— шумовой 143, 240  
Диодная теория вольт-амперной характеристики контакта металл-полупроводник 437  
— — выпрямления 456  
Диодов высокочастотных точечных параметры 561  
Дифракция дебройлевских волн 38  
— электронов 27, 29  
Диффузионная теория вольт-амперной характеристики контакта металл-полупроводник 437  
— — распада плазмы 325  
Диффузионный ток в  $p-n$ -переходе 445, 451—453, 455  
— — носителей 523  
Диффузия двуполярная 421, 429  
Добротность лампы 192  
Дробового эффекта депрессия 241, 243, 245  
— — спектр 239

- Дробовой эффект 64, 236, 240, 249  
 — — в полупроводниковых триодах 553  
 — — — триодах 245
- Емкость  $p-n$ -перехода 447
- Закон трех вторых 78, 130, 140, 143, 156, 162, 173, 177  
 «Замедляющая система» 315, 319, 324—325  
 — —, аномальная дисперсия 331  
 — —, дисперсия 324, 326
- Запорный слой между полупроводником и металлом 431, 433, 436, 439  
 — — — электронным и дырочным полупроводниками 457  
 — — химический между металлом и полупроводником 435, 438
- Зона заполненная б, 477  
 — запрещенных уровней 9  
 — проводимости б, 7, 8
- Игнитрон 380
- Излучение газового разряда 385
- Иконоскоп 94, 98, 102—103, 106, 110  
 —, мозаика 98—99, 101—104  
 — с переносом изображения 103  
 —, электронный прожектор 99
- Индикатор кругового обзора 12
- Инерция электронов 289
- Ионизационная интегрирующая камера 402, 403  
 — камера 400—402  
 — — И. Кюри 403
- Ионизационный потенциал 362
- Ионизация дифференциальная 355  
 — ступенчатая 385
- Ионная ловушка 87
- Ионное пятно 15
- Искровой метод возбуждения высокочастотных колебаний 418
- Карциотрон 328
- Катодное падение в газовом разряде 361, 362
- Квантовый выход 478, 481, 503
- Кенотрона вентильная прочность 361
- Клистрон отражательный 306, 311  
 — трехрезонаторный 311
- Клистронный умножитель частоты 313
- Клярфельда диаграммы 387—388
- Кнудсена закон 355
- «Колебания типа  $\lambda$ » в магнетроне 338
- Коллектор полупроводникового триода 524
- Коэффициент переноса дырочного тока 513
- Лампа для широкополосного усиления 253  
 — «Желудь» 280  
 — лучевая с вторичноэлектронным усилением 257  
 — люминесцентная 394.  
 — —, спектр 396  
 — «маячковая» 282  
 — «металлокерамическая» 282  
 — «пальчиковая» 280  
 — с бегущей волной (ЛБВ) 314, 316, 321, 328, 332  
 — — — — — двухлучевая 325  
 — — — — — типа М 332—333  
 — — обратной волной (ЛОВ) 328  
 — — — — — типа М 332  
 — частотопреобразовательная 222  
 — электрометрическая 259—260
- Ленарда формула 10
- Ленгмюра—Богуславского формула 369
- Ленгмюра теория тока в диоде 131
- Линейные ускорители 317
- Линза бипотенциальная 79, 87  
 —, диафрагма 164, 212  
 — катодная 78  
 — магнитная 19  
 — — длинная 71, 108  
 — проекционная 16  
 — униполярная 27
- Лучи инфракрасные 67—68, 72
- Люминофор 77, 84
- Магнетрон двухсегментный 336  
 — многорезонаторный 337, 346  
 —, рабочие характеристики 347  
 — с падающей характеристикой 274  
 — — разрезным анодом 273  
 — со сплошным анодом 268, 271
- Магнетронный генератор, к. п. д. 342—343
- Максвелла — Шоттки формулы 152, 154, 174
- Максвелловское распределение 34, 49, 127, 129, 131, 385
- Манометр ионизационный 349  
 — — Баярда-Альперга 351  
 — — с холодным катодом 352  
 — Мак-Леода 350
- Массовое число 122
- Масс-спектрограф Астона 119—120  
 — — Демпстера 121  
 — — Маттауха 121
- Масс-спектрометрический точечный 124

- Метастабильный уровень 387  
 Метод резиновой мембраны 61, 163  
 — электролитической ванны 78, 158  
 Микроскоп ионный 31  
 — магнитный электронный 22, 24, 26  
 — электростатический электронный 16, 19, 22, 26  
 Микроскоп-проектор 34  
 — — ионный 38  
 — — эмиссионный 31—32  
 Микрофонный эффект 253  
 Модуляция электронов по скорости 295, 317
- Найквиста формула 243, 244, 246  
 Насос диффузионный 353  
 — ионизационный 352—356  
 Нипкова диск 110  
 Носители тока, свободный пробег 436
- Обратное зажигание в газотроне 360  
 Объектив иммерсионный 38—43  
 Октод 234  
 Ортикон 94, 104—106  
 Островной эффект 155—157  
 Осциллограф электронный 73
- Парабола критических режимов 270—274  
 Параметр группировки 299—302  
 Пашена кривая 362  
 Пентод 197—217  
 — высокочастотный 213, 217  
 — генераторный 217  
 — низкочастотный 210  
 —, характеристики 206—207  
 Переключатель электронный 73, 91, 92  
 Переход между  $p$ -и  $n$ -полупроводниками 442—446  
 Петрова дуга 384  
 Пластины отклоняющие 82  
 Полевой ток в  $p$ — $n$ -переходе 445, 451, 453  
 Положительный столб газового разряда 385  
 Полупроводниковое сопротивление 469—473  
 Потенциал ионизации 123  
 — поля решетки 149, 152, 573  
 — эффективный сетки 148—151, 158, 162, 171, 197  
 Потенциальный рельеф 96—114  
 Преобразование частоты 218
- Преобразователь изображения электронно-оптический 31, 50, 67, 68, 104  
 Проектор сферический 34—37  
 Пуассона уравнение 132, 436, 446
- Развертка изображения 98  
 Разрешаемое расстояние 16, 17, 18, 19, 21, 31, 32, 34, 41, 68, 69, 72  
 Разрешающая сила 35, 43  
 Разряд высокочастотный 429  
 — дуговой 357, 365, 367  
 — коронный 411, 415  
 — несамостоятельный 359  
 — самостоятельный 49, 401, 420, 421  
 Разрядники антенных переключателей 424, 427, 428  
 Рамо-Шокли теорема 285, 303, 404  
 Резонатор тороидальный 302  
 Рекомбинация ионов и электронов в разряде 373, 385, 401  
 — носителей в полупроводнике 448, 478, 487, 515  
 Рэлея критерий 17
- Сетка антидинаatronная 202  
 — идеальная 159, 160  
 — триода (конструкция) 146  
 — экранная 197, 214, 216, 290  
 Сетки действующая длина 171  
 — коэффициент заполнения 153, 154  
 Спектр тепловых шумов 244  
 Спектрограф оптический 115  
 — Резерфорда 117, 118  
 Спектры оптические 385—389  
 Стабилизированный делитель напряжения 383  
 Стабилитрон 381  
 Столетова закон 67  
 Строфотрон 275—278  
 Суперортикон 104—109  
 Счетчик Гейгера 405—417  
 — несамогасящийся 413, 415  
 — пропорциональный 407  
 — самогасящийся 416  
 — сцинтилляционный 67
- Теория зондов 369  
 Термистор 469  
 Тетрод 184, 197, 202  
 — лучевой 213—216  
 Тетродный генератор 184, 294  
 Тиратрон 366—376, 381, 383  
 —, конструкция сеток 367  
 —, напряжение зажигания 371, 379

- Тиратрон, пусковая характеристика 370, 371  
 Токораспределение в пентоде 204  
 — — триоде 162, 166, 168  
 Триод 145  
 —, внутреннее сопротивление 175, 177  
 Триод-гексод 233  
 Триод генераторный 187  
 —, динамический коэффициент усиления 188, 190, 191  
 —, коэффициент усиления 174, 177, 203  
 — полупроводниковый (ППТ) 8  
 — — канальный 571  
 — — нитевидный 504—511  
 — —, параметры 531, 537, 543  
 — — плоскостной 520  
 — — с точечными контактами 564  
 — —, эквивалентные схемы 514  
 — с короткой характеристикой 178  
 — положительной сеткой 263  
 — удлиненной характеристикой 178  
 — сверхвысокочастотный 278  
 —, сеточные токи 180—182  
 —, характеристики 172  
 Туннельный эффект 441
- Уровни акцепторные 6, 7  
 — донорные 6  
 — примесные 477  
 Усилительный каскад 188
- Фазовая скорость 315, 324  
 Фарисворта диссектор 94  
 Ферми распределение 34  
 — уровень 432, 433, 458, 563  
 Фликкер-эффект 554  
 Фокусировка газовая 10, 81, 82  
 — магнитно-электрическая 81  
 — электростатическая 81  
 Фотодиод германиевый 500—502  
 Фотокатод 31, 43—45, 109  
 — кислородно-цезиевый (КЦ) 49, 50, 59—61, 64, 65, 104  
 — сурьмяно-цезиевый (СЦ) 49, 50, 59—61, 64, 65, 104  
 Фотолюминесценция 7, 9  
 Фотометрия 67  
 Фотопроводимость 476—478, 484  
 — отрицательная 484  
 Фотосопротивление 8, 481, 486, 488—492  
 —, инерционность 492  
 —, спектральная характеристика 491
- Фотоэлектронный умножитель 44, 54, 56  
 — — Векшинского 59, 60  
 — —, интегральная чувствительность 57  
 — — Кубецкого 59  
 — — однокаскадный 56  
 — — с корытообразными электродами 60, 62  
 — — Тимофеева 60, 61  
 Фотоэлемент вакуумный 44, 47, 49, 53  
 — вентильный 496—500  
 — —, спектральная характеристика 500  
 — газонаполненный 44—47, 49, 52  
 — интегральная чувствительность 52, 241  
 —, темновой ток 53, 64—67  
 —, утомляемость 51  
 —, шумы 54
- Хейла теория высокочастотного разряда 422, 423  
 Холла постоянная 507
- Центр рекомбинации носителей тока 449, 452  
 Циклоида 269  
 Циклотронная частота 335
- Частотный предел генератора 292
- Шоттки эффект 128, 439  
 Шумы пентода 247, 248  
 — полупроводниковых триодов 553  
 — смесительных ламп 247  
 — — СВЧ диодов 560
- Эйнштейна уравнение для фотоэффекта 69  
 — — — диффузии 455, 460, 503, 507, 508  
 Электронная перестройка частоты Клайстрона 309, 310  
 — — — лампы с обратной волной 329  
 — — — строфотрона 277  
 Электронно-лучевая трубка (ЭЛТ) 73—76  
 — — —, прожектор 74  
 — — — с накоплением заряда 97  
 — — — — барьерной сеткой 111



- Электронно-лучевая трубка поддерживаемым лучом 113  
 — — —, чувствительность 82, 83, 90  
 Электронный индикатор настройки 258  
 Электронных ламп надежность 252  
 Электрограф 27, 29  
 Эмиссия автоэлектронная 34, 36, 67  
 — вторичноэлектронная 5, 48, 54, 55, 59, 104—107, 197, 200, 201, 346  
 Эмиссия термоэлектронная 34, 35, 44, 127  
 — фотоэлектронная 5, 52, 102, 481  
 Эмиттер полупроводникового триода 510, 524  
 —, эффективность 525  
 Яблочкова свеча 384

