

Н. А. КАПЦОВ

# ФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ВАКУУМЕ И РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗАХ

ИЗДАНИЕ ВТОРОЕ  
ИСПРАВЛЕННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ

*Утверждено в качестве  
учебного пособия для энергетических ВТУЗ'ов*

Цена 6 руб. 50 коп., пер. 1 р. 50 к.

ОБЪЕДИНЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО НКТП СССР  
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА 1937 ЛЕНИНГРАД

---

### К ЧИТАТЕЛЮ

Издательство просит присылать Ваши замечания и отзывы об этой книге, по адресу: Москва, Третьяковский проезд, д. 1 Главная редакция технико-теоретической литературы ОНТИ.

---

### АННОТАЦИЯ

Книга содержит изложение физических основ вакуумтехники и описание и теорию прохождения электрического тока через вакуум и газы. По своему объему и изложению она предназначена для инженерно-технических и лабораторных работников электровакуумной промышленности, для работников исследовательских физических лабораторий и для студентов соответствующих специальностей вузов и вузов. Предполагается, что читатель знаком с элементарными главами математического анализа.

### ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

За время, истекшее после выхода первого издания, учение о газовых разрядах и электроника получили мощное развитие. Расширилась и область практических приложений этих дисциплин. Отразить целиком это развитие при переработке книги для второго издания у автора возможности не было из-за короткого времени, предоставленного на переработку. Поэтому автор сделал только те изменения и дополнения, которые казались ему наиболее существенными. Коренной переработке подверглись главы о различного рода „электронных эмиссиях“, о движении электронов через газ, теория нарастания электронных лавин; введена теория положительного столба и плазмы; описание отдельных видов разряда дополнено главами об искровом и коронном разряде; в первых главах книги, посвященных вакуумтехнике, более подробно разобран вопрос о подсчете времени откачки. Указатель литературы значительно пополнен и доведен примерно до начала 1937 года. Этот указатель носит вероятно несколько пестрый характер, так как, естественно, отражает больший интерес автора к некоторым отдельным вопросам.

Как и при первом издании автор считает своим долгом выразить свою глубокую благодарность сотрудникам Лаборатории электрических явлений в газах Н. И. И. Ф. М. Г. У.\* за их добрые советы и указания, а также за предоставленные в его распоряжение материалы и чертежи из неопубликованных еще работ.

30 апреля 1937 г.

*Н. Копцов.*

В заключение выражаю мою глубокую благодарность инж. В. И. За-туловскому, который в бытность свою студентом Плехановского инсти-тута записал курс моих лекций по вакуум-технике, сотруднику ВЭИ М. С. Шипалову, оказавшему мне большую помощь в составлении и изготовлении чертежей, и моим сотрудникам по Лаборатории электри-ческих явлений в газах Научно-исследовательского института физики МГУ В. Г. Спиваку, П. В. Тимофееву и С. Д. Гвоздоверу за добрые советы и указания.

Москва, 1 июня 1932 г.

## ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Электрические явления в разреженных газах находят сейчас примене-ние в целом ряде изделий и приборов, весьма важных либо по тому значению, которое они имеют для развития энергетики, а также раз-личных видов связи, либо по тому чрезвычайно широкому распростра-нению, которое эти изделия получают или должны получить в ближай-шем будущем в СССР. К первой группе относятся: выпрямители, пре-образователи тока и мощные реле (тиратроны), играющие весьма боль-шую роль в вопросах передачи и рационального использования электри-ческой энергии, затем лампы телевидения и фотоэлементы, столь суще-ственные в вопросах связи, различные индикаторы и предохранители и т. д. Ко второй группе относятся новые мощные источники света с большим коэффициентом полезного действия. Экономия, которая может быть до-стигнута в ближайшие годы от замены ими некоторых теперешних источников света, по всему СССР исчисляется многими миллионами рублей в год.

Между тем литература на русском языке по физико-техническим вопросам, связанным со всеми этими изделиями, начала появляться лишь за самое последнее время (В. П. Вологдин, Выпрямители, Москва—Ленинград 1932; А. Гюнтершульце, Электрические выпрямители и вен-тили, перев. с нем., Москва—Ленинград 1932). А систематическое, более или менее полное изложение той области физики, которую можно назвать учением об электрических явлениях в газах, на русском языке совершенно отсутствует. Это и послужило стимулом к выпуску настоя-щей книги.

По своему объему и изложению книга предназначена для инженерно-технических и лабораторных работников электровакуумной промышлен-ности, желающих сознательно работать в области изготовления и усовер-шенствования перечисленных выше изделий, и для студентов вузов и вузов, готовящихся стать такими работниками. Так как нельзя работать в области электрических разрядов в газах, не зная вообще физики газов и основ техники высокого вакуума, то первые главы книги посвя-щены этим вопросам. При написании книги автор исходил из тех курсов, которые он ведет в Московском государственном университете и в Московском энергетическом институте (а до слияния в Институте на-родного хозяйства им. Плеханова) по физике и технике вакуума с 1924 г. и по электрическим явлениям в газах с 1929 г., причем несколько рас-ширил и дополнил их. Помещенный в конце книги краткий литератур-ный указатель не претендует на большую полноту и имеет целью лишь дать необходимые указания начинающему работать в данной области.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие ко второму изданию . . . . .	3		
Предисловие к первому изданию . . . . .	4		
глава 1. Введение . . . . .	10		
глава 2. Сведения из кинетической теории газов.			
§ 1. Вывод основного уравнения кинетической теории . . . . .	14		
§ 2. Максвелловское распределение скоростей: средняя скорость; наиболее вероятная скорость . . . . .	19		
§ 3. Элементарный подсчет средней длины свободного пути . . . . .	26		
§ 4. Вероятность данной длины свободного пути . . . . .	34		
§ 5. Закон косинуса. Число молекул, ударяющихся об 1 см <sup>2</sup> стенки в 1 сек при максвелловском распределении скоростей . . . . .	35		
§ 6. Поведение газов при низких давлениях . . . . .	38		
§ 7. Теплоемкость газов . . . . .	39		
§ 8. Вырожденный газ. Распределение скоростей Ферми . . . . .	42		
глава 3. Теория и практика вакуумных насосов.			
§ 1. Скорость действия насоса . . . . .	45		
§ 2. Классификация насосов . . . . .	47		
§ 3. Масляные поршневые и ротационные насосы . . . . .	48		
§ 4. Молекулярные насосы . . . . .	55		
§ 5. Ртутные диффузионные и конденсационные насосы . . . . .	59		
§ 6. Многоступенчатые насосы . . . . .	67		
§ 7. Ртутные насосы прежних типов . . . . .	69		
§ 8. Конденсационные насосы с применением органических веществ вместо ртути . . . . .	70		
глава 4. Теория и практика манометров.			
§ 1. Ртутные манометры . . . . .	73		
§ 2. Механические вакуумметры . . . . .	74		
§ 3. Манометр Мак-Леода . . . . .	74		
§ 4. Абсолютный манометр Кнудсена; радиометрические манометры . . . . .	82		
§ 5. Манометры, основанные на теплопроводности газа . . . . .	91		
§ 6. Ионизационный манометр . . . . .	95		
§ 7. Манометры, основанные на трении . . . . .	101		
§ 8. Градуировка манометра . . . . .	102		
§ 9. Определение давления в готовых вакуумных приборах, в частности в лампах накаливания . . . . .	102		
§ 10. Применение газового разряда для определения степени разрежения . . . . .	106		
глава 5. Химические, электрохимические и абсорбционные способы получения высокого вакуума. Влияние стеклянных стенок и металлических частей на вакуум.			
§ 1. Поглощение газов твердыми телами . . . . .	107		
§ 2. Улучшение вакуума путем поглощения газов углем . . . . .	108		
§ 3. Обезгаживание стекла и металлов . . . . .	109		
§ 4. Химические способы получения вакуума и процессы „жестчения“ газа . . . . .	113		
§ 5. Изменение вакуума в стеклянных сосудах с течением времени . . . . .	118		
		глава 6. Общие принципы и детали устройства насосных установок.	
		§ 1. Законы протекания газа по трубкам . . . . .	119
		§ 2. Скорость откачки . . . . .	131
		§ 3. Сопротивление узких отверстий движению газа . . . . .	134
		§ 4. Зависимость давления от температуры в разных частях вакуум-аппаратуры. Явление термической эффузии. . . . .	135
		§ 5. Практическое осуществление вакуум-установок . . . . .	138
		глава 7. Методы откачки некоторых вакуумных изделий.	
		§ 1. Лампы накаливания . . . . .	149
		§ 2. Откачка катодных ламп и других изделий . . . . .	153
		глава 8. Элементарные процессы на границе между твердыми телами и вакуумом или газом: термоионная и автоэлектронная эмиссия, фотоэффект, вторичная электронная эмиссия.	
		§ 1. Электрические явления в газах . . . . .	155
		§ 2. Экспериментальная сторона явления термоионной эмиссии . . . . .	156
		§ 3. Первая формула Ричардсона . . . . .	159
		§ 4. Формула Ричардсона-Дэшмана . . . . .	161
		§ 5. Экспериментальная проверка эмиссионных формул и определение работы выхода $\phi$ и константы А . . . . .	171
		§ 6. Соотношение между работой выхода и контактной разностью потенциалов двух металлов . . . . .	173
		§ 7. Теория эмиссии Шоттки. Зависимость работы выхода от внешнего поля . . . . .	175
		§ 8. Вырывание электронов из металла сильным полем . . . . .	179
		§ 9. Распределение скоростей в потоке электронов при термоионной эмиссии . . . . .	181
		§ 10. Эмиссия мономолекулярных слоев. Торируемые, оксидные и барьерные катоды . . . . .	182
		§ 11. Оксидные катоды . . . . .	185
		§ 12. Эмиссия положительных ионов . . . . .	187
		§ 13. Шрот-эффект . . . . .	188
		§ 14. Внешний фотоэффект . . . . .	189
		§ 15. Вторичная электронная эмиссия . . . . .	194
		глава 9. Элементарные процессы, происходящие в объеме газа и при ударе положительных ионов, возбужденных и нейтральных атомов о катод.	
		§ 1. Объемная ионизация газа . . . . .	197
		§ 2. Ионизация и возбуждение газа ударами электронов. Соударения первого и второго рода . . . . .	197
		§ 3. Ионизация при столкновении с положительными ионами . . . . .	211
		§ 4. Термическая ионизация и термическое возбуждение . . . . .	212
		§ 5. Объемная фотоионизация газа . . . . .	214
		§ 6. Вторичная эмиссия электронов с катода под действием положительных ионов, возбужденных и нейтральных атомов . . . . .	214
		§ 7. Образование отрицательных ионов . . . . .	216
		§ 8. Остаточная ионизация газа . . . . .	216
		глава 10. Движение ионов и электронов в газе. Различные типы газовых ионов.	
		§ 1. Законы образования и рекомбинации ионов . . . . .	219
		§ 2. Диффузия ионов и электронов . . . . .	223
		§ 3. Характер движения заряженных частиц в газе. Подвижность ионов и электронов . . . . .	224
		§ 4. Длина свободного пути электронов и ионов. Эффект Рамзауера. . . . .	232
		глава 11. Теория пространственных зарядов. Определение потенциала в данной точке ионизированного газа.	
		§ 1. Пространственный заряд. Формулы Ленгмюра . . . . .	236
		§ 2. Простые холодные зонды . . . . .	245



§ 3. Накаленные зонды . . . . .	246
§ 4. Теория зондов Ленгмюра и Мотт-Смита . . . . .	247
§ 5. Поверхностные заряды на стекле. Явление псевдовакуума . . . . .	256
<b>глава 12. Классификация и общие свойства электрических разрядов в газах.</b>	
§ 1. Элементарные процессы при газовом разряде . . . . .	258
§ 2. Различные виды газового разряда . . . . .	259
§ 3. Характеристика газового разряда . . . . .	261
§ 4. Внешние условия устойчивости газового разряда . . . . .	262
<b>глава 13. Таунсендовский разряд и переход разряда из несамостоятельного в самостоятельный.</b>	
§ 1. Теория Таунсенда . . . . .	268
§ 2. Переходная форма разряда от Таунсендовского к тлеющему . . . . .	280
§ 3. Коэффициенты $\alpha$ и $\beta$ Таунсенда. Закон Пашена . . . . .	281
§ 4. Залаздывание зажигания разряда. Роль пространственных зарядов в процессе зажигания разряда . . . . .	287
§ 5. Теория разряда Роговского . . . . .	290
§ 6. Зависимость потенциала зажигания от различных условий . . . . .	293
<b>глава 14. Тлеющий разряд.</b>	
§ 1. Характерные признаки и составные части тлеющего разряда . . . . .	299
§ 2. Переход от тихого разряда к тлеющему и от тлеющего к дуговому. Характеристика тлеющего разряда. Распределение потенциала . . . . .	301
§ 3. Астново темное пространство. Первое катодное свечение. Кружково темное пространство . . . . .	303
§ 4. Закон Геля. Нормальное и аномальное катодное падение потенциала . . . . .	305
§ 5. Распределение поля у катода. Световое излучение катодных частей. Механические силы на катоде . . . . .	308
§ 6. Катодное распыление . . . . .	310
§ 7. Элементарные процессы в катодных частях тлеющего разряда . . . . .	312
§ 8. Каналовые лучи . . . . .	317
§ 9. Тлеющее свечение и фарадеево темное пространство . . . . .	318
§ 10. Анодные части разряда . . . . .	319
§ 11. „Остов“ разряда и „положительный столб“ . . . . .	321
§ 12. Теория положительного столба . . . . .	326
§ 13. Слоистый разряд . . . . .	335
<b>глава 15. Дуговой разряд.</b>	
§ 1. Характерные признаки и виды дугового разряда . . . . .	339
§ 2. Специфические явления в термоионных и автоэлектронных дугах . . . . .	340
§ 3. Образование дуги . . . . .	343
§ 4. Катодное пятно. Внешний вид и отдельные части дугового разряда . . . . .	346
§ 5. Распределение потенциала в дуговом разряде . . . . .	348
§ 6. Характеристика дугового разряда . . . . .	349
§ 7. Температура и излучение отдельных частей дугового разряда . . . . .	354
§ 8. Технические применения дуги в газах при атмосферном давлении . . . . .	356
<b>глава 16. Искровой разряд.</b>	
§ 1. Общая картина и отдельные виды искрового разряда . . . . .	360
§ 2. Элементарные процессы в искровом разряде . . . . .	361
§ 3. Потенциал зажигания искрового разряда . . . . .	362
§ 4. Скользящий искровой разряд . . . . .	362
<b>глава 17. Коронный разряд.</b>	
§ 1. Условия возникновения и общая картина коронного разряда . . . . .	364
§ 2. Корона постоянного тока между двумя концентрическими цилиндрами . . . . .	366

§ 3. Корона постоянного тока при одном коронирующем проводе и любом сечении второго цилиндрического электрода . . . . .	375
§ 4. Случай двух коронирующих проводов . . . . .	378
§ 5. Потери на корону переменного тока . . . . .	379
<b>глава 18. Разряды с посторонним источником возбуждения.</b>	
§ 1. Разряды с интенсивной фотоэлектрической эмиссией на катоде . . . . .	381
§ 2. Разряды с раскаленным катодом . . . . .	384
§ 3. Низковольтная дуга . . . . .	388
<b>глава 19. Высокочастотные разряды.</b>	
§ 1. Различные виды высокочастотных разрядов . . . . .	392
§ 2. Высокочастотный разряд с внешними и внутренними электродами . . . . .	392
§ 3. Безэлектродный кольцевой разряд . . . . .	396
§ 4. Явление послесвечения . . . . .	402
<b>глава 20. Применение явлений газового разряда для освещения и других технических целей.</b>	
§ 1. Источники света, использующие катодное свечение . . . . .	403
§ 2. Лампы для телевидения . . . . .	404
§ 3. Высоковольтные газосветные трубки . . . . .	406
§ 4. Трубки интенсивного горения . . . . .	408
§ 5. „Лампы солнечного света“ . . . . .	415
§ 6. Применение приборов газового разряда для различных целей. Выпрямители; преобразователи тока; тиратроны . . . . .	415
Указатель имен . . . . .	418
Предметный указатель . . . . .	421
Указатель литературы . . . . .	425

## ГЛАВА ПЕРВАЯ

## ВВЕДЕНИЕ

Первые главы настоящей книги посвящены детальному ознакомлению с физическими основами вакуум-техники и практическими приемами получения и измерения высокого вакуума. Эта область одинаково нужна физику и инженеру, работающим как в области чисто вакуумных приборов, так и в области источников света и других приборов, основанных на электрических явлениях в газах. В самом деле, для того, чтобы создать хороший наполненный тем или иным газом прибор, надо сперва создать прибор, удовлетворяющий всем условиям высокого вакуума, и лишь затем произвести его наполнение. В истории создания высокого вакуума успехи физики неизменно переплетались и продолжают переплетаться с успехами техники. Усовершенствовать методы откачки начали с тех пор, как появилась лампа накаливания, так как оказалось, что качество этой лампы и ее долговечность зависят от создаваемого в ней вакуума. Внимательное изучение явлений, происходящих в лампе накаливания в сильно разреженном газе, окружающем раскаленную (угольную или металлическую) нить, привело к открытию явлений термоионной эмиссии. Эти явления, в свою очередь, послужили основанием для создания катодной лампы. Хорошая катодная лампа потребовала еще более низкого давления остаточного газа, чем лампа накаливания, и дала новый толчок к изучению физических явлений в высоком вакууме (Кнудсен, Геде, Ленгмюр), приведший к созданию высоковакуумных насосов совершенно новых типов, работающих на основании новых принципов. Таким образом в этой области задачи техники постоянно стимулировали новые научные исследования, а достигнутые этими исследованиями результаты приводили к новым успехам техники. То же самое наблюдается в настоящее время по отношению к изучению явлений электрического разряда в газах. Как и физика вакуума, эти явления находят себе применение, с одной стороны, в развитии осветительной техники, с другой в технике выпрямления и усиления токов. Эти вопросы являются существенными в вопросах связи и в вопросах передачи энергии по проводам, а в будущем и без проводов.

Так как всякий вакуум представляет собой, собственно говоря, лишь очень сильно разреженный газ, то невозможно провести резкую грань между физикой вакуума и физикой газов. Эта грань еще больше стирается благодаря тому обстоятельству, что почти для всех целей, для которых прежде применялись лишь приборы с высоким вакуумом, в настоящее время все более и более входят в употребление приборы, основанные на ионизации газа. В настоящей книге объединены физика

вакуума и физика электрических разрядов в газах. Специальные вопросы, относящиеся к физике и технике вакуума, сконцентрированы в первых семи главах.

Нельзя не остановиться и на том громадном значении, которое имели исследования в области разреженных газов для других областей физики, в частности для теории строения материи. Как раз при прохождении электрического тока через газы мы имеем дело со свечением, обусловленным отдельными атомами и молекулами газа. Можно смело сказать, что все развитие учения о спектрах атомов основано на наблюдениях явлений газового разряда. Но кроме излучения света атомами в явлениях газового разряда происходит много других молекулярных и атомных процессов. Здесь мы имеем дело с постоянными взаимодействиями атомов, ионов и электронов. Явления электрического разряда в газах в своих деталях остаются непонятными без подробного изучения этих элементарных атомных и электронных процессов. Отсюда понятно, какой сильный толчок для изучения этих элементарных явлений, тесно связанных со строением атома, дали работы в области явлений газового разряда.

Попытки получить газы под пониженным давлением берут свое начало с известных из начального курса физики опытов бургомистра города Магдебурга Герике, построившего в XVII столетии первый поршневого насос для откачки воздуха. Высокий вакуум был осуществлен впервые в барометрической трубке опытами Торичелли. Насос Герике основан на принципе механического создания вакуума путем использования свойства любого газа расширяться и занимать весь предоставленный ему объем и механического удаления газа. Принцип получения высокого вакуума в барометрической трубке Торичелли основан на законах сообщающихся сосудов и равенства давления атмосферы давлению столба ртути высотой 760 мм (в среднем на уровне моря). На этих двух принципах основано действие решительно всех насосов, применявшихся для получения вакуума вплоть до первого десятилетия XX века, когда более глубокое изучение явлений в разреженных газах позволило применить для построения современных насосов высокого вакуума совершенно новые принципы (молекулярный, диффузионный, конденсационный насосы). Точно так же и измерение низких давлений перешло теперь от простого применения принципа сообщающихся сосудов к определению давления на основании таких физических явлений, как теплопроводность, внутреннее трение, ионизация газа, или, например, зависимость термоионной эмиссии от окружающего газа.

Наиболее употребительной единицей для измерения давлений служат миллиметры ртутного столба (мм Hg). Единица давления в 1 мм ртутного столба называется в настоящее время „тор“ (по имени Торичелли). Единицей для измерения давлений в системе CGS служит дина на квадратный сантиметр. Эта единица применяется в вакуум-физике американскими, английскими и французскими авторами и называется „бар“ („a bar“, „ipe bar“).

Простой расчет дает:

$$1 \text{ мм Hg} = 1 \text{ тор} = 0,1356 \text{ г/см}^2 = 981,01356 \text{ дина/см}^2.$$

Отсюда:

$$1 \text{ бар} = 0,745 \cdot 10^{-3} \text{ тор}$$

$10^6$  бар называется мегабаром и приблизительно равно одной атмосфере.

Современные способы измерения низких давлений дают возможность более или менее надежно определять давления вплоть до  $10^{-8}$  мм Hg. Предельный вакуум, достижимый современными насосами, соответствует более низкому давлению: можно добиться такого разрежения газа, что наиболее чувствительные манометры ничего не показывают. При достижении такого высокого вакуума приходится считаться не только с действием насоса, но и с выделением газа со стенок и металлических частей всей аппаратуры и откачиваемого предмета. Последнее явление играет вообще очень большую роль в вакуум-технике, и потому явления поглощения и выделения газов твердыми телами (адсорбция, абсорбция, окклюзия) составляют существенную главу вакуум-физики.

В настоящее время существует целый ряд иностранных руководств по вакуум-технике, из которых каждое также более или менее затрагивает и физику вакуума. Из них основными можно считать следующие:

L. Dupouet, *La technique du vide*. Paris 1924.

S. Dushman, *Production and Measurement of High Vacuum*. Schenectady N. Y. 1922.

A. Goetz, *Physik und Technik des Hochvakuums*, Braunschweig 1926. 2-е издание (дополненное).

Книги Дюнуае и Дёшмана переведены на русский язык, равно как и монография Дёшмана в серии Успехи физики. Полезные практические указания по вакуум-технике можно также найти в книге Ангерер „Техника физического эксперимента“.

Изучение явлений газового разряда началось в XVIII веке с наблюдения электрических разрядов в атмосферном воздухе, получаемых при помощи электростатической машины. Первое техническое применение получил вид разряда называемый теперь „дуговым разрядом“ — вольтова дуга. В конце прошлого столетия главнейшие виды разряда получили более или менее подробное феноменологическое описание и было установлено, что газовый разряд связан с „ионизацией газа“, т. е. с появлением в газе положительно и отрицательно заряженных частиц. Сущность процесса ионизации долгое время оставалась загадочной. Правильные количественные (энергетические) соотношения были установлены в этой области лишь начиная с опытов Франка и Герца (1913 г.). Эти опыты совпали по времени с возникновением теории атома Бора. Лишь с этого момента стало возможным планомерное развитие теории газового разряда, основанное на расшифровании элементарных процессов в разряде — т. е. тех явлений, в которых участвуют отдельные атомы, ионы или электроны. Несколько ранее (1900 г.) возникла, не потерявшая значения в феноменологической своей части, теория электронных лавин Таунсенда. Описанию и изложению законов элементарных процессов в газовом разряде, а также законам движения электронов и ионов в газе посвящены VIII, IX, X и XI главы этой книги. Глава XII занимается классификацией и некоторыми общими свойствами газовых разрядов. Последующие главы содержат описание и теорию отдельных

видов разряда. В главе XX приведены краткие данные о технических приложениях газового разряда. По газовому разряду в настоящее время имеются следующие руководства:

1) А. Энгель и М. Штенбек, *Физика и техника электрического разряда в газах* том I ОНТИ 1935, т. II ОНТИ 1936 — перевод с немецкого.

2) R. Seeliger, *Einführung in die Physik der Gasentladungen* 2-ое издание, Лейпциг 1934.

3) J. J. Thomson and G. P. Thomson, *Conduction of Electricity through Gases* 3-е издание, Кембридж, том I, 1928; том II 1933.

4) К. К. Darrow, *Electrical Phenomena in Gases* Балтимора 1932. Кроме того статьи в *Handbuch der Physik* Geiger und Scheel том XIV и в *Handbuch der Experimentalphysik* Harms und Wien том XIII, 1-ая, 2-ая и 3-я часть, том XXII, гл. 4 (Ionen in Gasen) и том XXIII, гл. 2 (*Anregung von Quantensprungen durch Stosse*).

Журнальная литература по отдельным вопросам указана по главам в конце этой книги. Там же указаны руководства, подробно трактующие изложенные в отдельных главах вопросы (как то термоионная эмиссия, фотоэффект и т. д.).

ГЛАВА ВТОРАЯ

СВЕДЕНИЯ ИЗ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ГАЗОВ

§ 1. Вывод основного уравнения кинетической теории. Согласно представлениям современной физики все материальные тела состоят из очень большого числа весьма малых частиц, называемых молекулами. Все явления, связанные с деформацией тел, переходом тел из одного состояния в другое, с их нагреванием и передачей тепла, физика объясняет, исходя из рассмотрения расположения молекул, их движения и действующих между ними сил.

В газах, согласно кинетической теории материи, молекулы настолько удалены друг от друга, что действующими между ними силами можно пренебречь. Следовательно, можно считать, что молекулы между столкновениями их друг с другом и со стенками сосуда движутся прямолинейно и равномерно.

Уравнение состояния таких идеальных газов, т. е. уравнение, связывающее объем, давление и температуру газа, гласит:

$$pV = RT, \tag{1}$$

где  $T$  — температура газа по абсолютной шкале.

Если отнести это уравнение не к какому-либо количеству газа, а к граммолекуле<sup>1)</sup>, то  $R$  оказывается величиной одинаковой для всех газов, численно равной

$$8,315 \cdot 10^7 \text{ эрг/градус};$$

$R$  называется газовой постоянной.

Так как в вакуум-технике мы имеем дело с газами в состоянии большого разрежения, когда их свойства чрезвычайно близки к свойствам „идеальных газов“, то мы можем с очень большой степенью точности и для реальных газов пользоваться уравнением состояния (1).

Движение молекул газа, находящегося в целом в покое, совершенно беспорядочное, ни одно направление не преобладает; каждая данная молекула постоянно меняет направление своего движения, сталкиваясь со стенками сосуда или с другими молекулами. Скорости движения отдельных молекул различны.

Давление газа на стенку есть результат быстро следующих друг за другом ударов молекул. Чтобы установить связь между движением молекул и давлением газа, возьмем в сосуде, в котором помещен газ, какую-нибудь

<sup>1)</sup> Граммоллекулой называется количество граммов данного вещества, равное численно его молекулярному весу.

стенку и выделим на ней элемент поверхности  $\Delta\sigma$ . За направление оси  $X$  будем считать направление, перпендикулярное к стенке. Выделим какую-нибудь группу молекул, имеющих одинаковую по величине и направлению скорость  $c_1$ . Компоненты этой скорости пусть будут  $u_1$ ,  $v_1$  и  $w_1$ . Для другой группы молекул, имеющих скорость  $c_2$ , компоненты пусть будут  $u_2$ ,  $v_2$  и  $w_2$  и т. д. Очевидно, что на выделенную площадку  $\Delta\sigma$  за время  $\Delta t$  попадут из первой группы только те молекулы, которые в начале промежутка времени  $\Delta t$  находятся внутри цилиндра с основанием  $\Delta\sigma$  и с образующими, параллельными скорости  $c_1$  и по длине равными  $c_1\Delta t$  (рис. 1): Таким образом объем, в котором заключены молекулы первой группы, ударяющиеся за время  $\Delta t$  о стенку, будет равен  $\Delta\sigma \cdot u_1\Delta t$ , так как высота рассматриваемого цилиндра будет  $u_1\Delta t$ .

Если в единице объема содержится  $n_1$  молекул первой группы, то всего в нашем цилиндре будет  $n_1 u_1 \Delta\sigma \Delta t$  молекул этой группы. По второму закону механики импульс силы, т. е. произведение величины силы на время ее действия, равен изменению количества движения в направлении действия силы. Для силы, действующей перпендикулярно на стенку, нужно

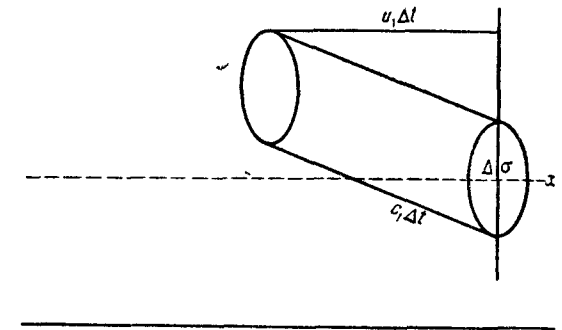


Рис. 1.

взять компоненту количества движения по оси  $X$ , т. е.  $mu_1$ . Мы принимаем, что молекулы ударяются о стенку по закону упругих тел. Отсюда следует, что после удара слагаемая скорости молекулы, перпендикулярная к стенке, не изменяясь по величине, меняется по направлению на прямо противоположную. Полное изменение количества движения будет:

$$mu_1 - (-mu_1) = 2mu_1.$$

Для всех молекул первой группы изменение количества движения будет:

$$2mu_1^2 n_1 \Delta\sigma \Delta t.$$

Эту величину мы приравняем импульсу силы, действующей на газ со стороны стенки:

$$p_1 \Delta\sigma \Delta t,$$

где  $p_1$  — та часть „давления“ газа на стенку, которая обуславливается ударами о стенку молекул первой группы.

Таким образом получаем:

$$2mu_1^2 n_1 \Delta\sigma \Delta t = p_1 \Delta\sigma \Delta t;$$

аналогично для молекул второй группы:

$$2mu_2^2 n_2 \Delta\sigma \Delta t = p_2 \Delta\sigma \Delta t.$$

Сложив между собой такие же равенства, составленные для всех возможных групп молекул, и разделив обе части на  $\Delta\sigma\Delta t$ , получим:

$$2m(n_1u_1^2 + n_2u_2^2 + n_3u_3^2 + \dots) = p, \quad (2)$$

где  $p$  — общее давление газа на стенку, а выражение, стоящее в скобках в левой части, представляет собой сумму квадратов составляющих скоростей по оси  $X$  для всех молекул, заключенных в единице объема и движущихся по направлению к стенке. Если общее число молекул, заключенных в единице объема, равно  $n$ , то число молекул, движущихся по направлению к стенке, будет  $\frac{n}{2}$ , так как молекулы, вследствие полной беспорядочности своего движения, двигаются, в среднем, равномерно по всем направлениям, а потому во всякий данный момент времени половина их приближается к стенке, половина удаляется от стенки.

Сложим квадраты компонентов скоростей всех молекул, приближающихся в данный момент времени к рассматриваемой нами стенке и, следовательно, составляющих, перечисленные в равенстве (2) группы 1, 2, 3 и т. д.

Разделим эту сумму на  $\frac{n}{2}$ , получим не что иное, как „средний квадрат компоненты скорости всех молекул по оси  $X$ “:

$$\bar{u}^2 = \frac{n_1u_1^2 + n_2u_2^2 + n_3u_3^2 + \dots}{\frac{n}{2}}. \quad (3)$$

Равенства (2) и (3) дают:

$$p = mn\bar{u}^2; \quad (4)$$

написав для слагающих скорости по оси  $Y$  и по оси  $Z$  выражения, аналогичные (3), и сложив все три полученные таким образом равенства, находим:

$$\begin{aligned} \bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2 &= \frac{n_1(u_1^2 + v_1^2 + w_1^2) + n_2(u_2^2 + v_2^2 + w_2^2) + \dots}{\frac{n}{2}} \\ &= \frac{n_1c_1^2 + n_2c_2^2 + n_3c_3^2 + \dots}{\frac{n}{2}} = c^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\bar{c}^2$  есть средний квадрат скорости всех молекул. Так как вследствие полной беспорядочности движения молекул газа ни одно направление не может ничем отличаться от другого по отношению к этому движению, то должно иметь место равенство:

$$\bar{u}^2 = \bar{v}^2 = \bar{w}^2,$$

что вместе с равенствами (4) и (5) дает:

$$\bar{u}^2 = \frac{1}{3}c^2 \quad (6)$$

и

$$p = \frac{1}{3}nmc^2. \quad (7)$$

Величина  $G = \sqrt{\bar{c}^2}$  называется *средней квадратичной скоростью* молекул газа.

Формулу (7) можно написать так:

$$p = \frac{2}{3} \frac{nm\bar{c}^2}{2},$$

где  $\frac{nm\bar{c}^2}{2}$  есть кинетическая энергия поступательного движения молекул, заключенных в единице объема. Давление газа численно равно двум третям этой энергии. Обозначим через  $m$  массу каждой отдельной молекулы газа, выраженную в граммах, через  $M$  — „молекулярный вес“ газа, через  $N$  — число молекул газа, заключающихся в одной граммолекуле. Так как мы называем граммолекулой газа такое его количество, вес которого в граммах равен молекулярному весу, т. е.  $M$  грамм газа, то мы можем написать:

$$M = N \cdot m. \quad (8)$$

Помножив обе части равенства (7) на объем граммолекулы газа  $V$ , получим, пользуясь равенством (1):

$$pV = \frac{1}{3}nVm\bar{c}^2 = \frac{1}{3}Nm\bar{c}^2 = \frac{1}{3}M\bar{c}^2 = RT. \quad (9)$$

Из равенства (9) заключаем: *абсолютная температура пропорциональна средней кинетической энергии поступательного движения молекул*. Далее из равенства (9) находим:

$$G = \sqrt{\bar{c}^2} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} = 15800 \sqrt{\frac{T}{M}}. \quad (10)$$

На основании этой формулы для каждого газа можно вычислить среднюю квадратичную скорость движения его молекул для любой температуры  $T$ . В таблице 1 сопоставлены средние квадратичные скорости некоторых газов при  $0^\circ\text{C}$  и при  $20^\circ\text{C}$ . Опытом установлено, что при одном и том же давлении и при одной и той же температуре все газы, взятые в количестве одной граммолекулы каждый, занимают один и тот же объем. В частности при „нормальных“ условиях, т. е. при  $t = 0^\circ\text{C}$  и  $p = 760$  мм Hg, этот объем равен  $22410 \text{ см}^3$ . С другой стороны, если обозначить через  $m_0$  одну шестнадцатую долю массы атома кислорода, то, согласно определению молекулярного веса  $M$ , будем иметь:

$$m = Mm_0. \quad (11)$$

Таблица 1

Газ	Средняя квадр. скорость	
	при $0^\circ\text{C}$	при $20^\circ\text{C}$
Водород . . . . .	1838 м/сек	1904 м/сек
Кислород . . . . .	461 "	478 "
Азот . . . . .	493 "	511 "
Пары ртути . . . . .	184 "	191 "
" воды . . . . .	615 "	637 "
" углекислоты . . . . .	393 "	408 "

и далее

$$Nm = M = N \cdot Mm_0 \quad \text{или} \quad N = \frac{1}{m_0}. \quad (12)$$

Равенство (12) показывает, что в граммоллекуле любого тела заключается одно и то же число молекул  $N$ . Это число называется числом Авогадро; оно оказалось равным  $6,06 \cdot 10^{23}$ .

Вышесказанное формулируется также в форме „закона Авогадро“: равные объемы различных газов при одинаковых условиях давления и температуры содержат одно и то же число молекул. Напишем равенство (9) для граммоллекул двух газов 1 и 2, взятых при одном и том же давлении и при одной и той же температуре, так что:  $p_1 = p_2$  и согласно вышесказанному  $V_1 = V_2$ .

Получим:

$$p_1 V_1 = \frac{1}{3} N m_1 \bar{c}_1^2 \quad \text{и} \quad p_2 V_2 = \frac{1}{3} N m_2 \bar{c}_2^2$$

и отсюда:

$$\frac{m_1 \bar{c}_1^2}{2} = \frac{m_2 \bar{c}_2^2}{2},$$

т. е. при одной и той же температуре средняя кинетическая энергия молекулы любого газа имеет одну и ту же величину.

Если мы произведем расчет, приведший нас к формуле (7), для смеси газов, содержащей в единице объема  $n_1$  молекул газа 1,  $n_2$  молекул газа 2 и т. д., то, подсчитывая изменение количества движения всех молекул и отсюда давление  $p$ , получим аналогично выводу формулы (7):

$$p \Delta \sigma dt = (n_1 m_1 \bar{u}_1^2 + n_2 m_2 \bar{u}_2^2 + \dots) \Delta \sigma dt$$

и, заменяя из равенства (6):

$$\bar{u}_1^2 = \frac{1}{3} \bar{c}_1^2; \quad \bar{u}_2^2 = \frac{1}{3} \bar{c}_2^2 \quad \dots \text{ и т. д.}$$

$$p = \frac{1}{3} (n_1 m_1 \bar{c}_1^2 + n_2 m_2 \bar{c}_2^2 + n_3 m_3 \bar{c}_3^2 + \dots).$$

То давление  $p_1$ , которое производит первый газ, занимая весь объем в отсутствии других газов, по предыдущему равно:

$$p_1 = \frac{1}{3} n_1 m_1 \bar{c}_1^2.$$

Точно так же  $p_2 = \frac{1}{3} n_2 m_2 \bar{c}_2^2$  и т. д., и следовательно:

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \dots,$$

т. е. давление смеси газов равно сумме „парциальных“ давлений газов, составляющих эту смесь. Этот закон в физике носит название закона Дальтона.

Так как по предыдущему

$$m_1 \bar{c}_1^2 = m_2 \bar{c}_2^2 = \dots,$$

то

$$p = \frac{1}{3} n m_1 \bar{c}_1^2 = \frac{1}{3} n m_2 \bar{c}_2^2 = \dots,$$

где  $n = n_1 + n_2 + n_3 + \dots$ ; следовательно:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{n_1}{n}; \quad \frac{p_2}{p} = \frac{n_2}{n} \quad \dots \text{ и т. д.}$$

**§ 2. Максвелловское распределение скоростей; средняя скорость; наиболее вероятная скорость.** При выводе уравнения (7) мы предположили, что скорости молекул неодинаковы, но мы не входили в рассмотрение вопроса о том, как эти скорости распределены.

Максвелл показал, что всевозможные скорости молекул должны быть распределены между отдельными молекулами по определенному закону; если в единице объема содержится  $n$  молекул, то совершенно определенная часть их имеет скорость, лежащую в пределах между  $c_1$  и  $c_1 + dc_1$ , совершенно определенная часть — скорость в пределах  $c_2$  и  $c_2 + dc_2$  и т. д. Если выбрать наугад какую-либо молекулу, то существует совершенно определенная вероятность того, что эта молекула имеет как раз скорость в пределах между  $c_1$  и  $c_1 + dc_1$ .

Закон Максвелла имеет место, когда газ находится в покое, в установившемся состоянии и при постоянной во всех его частях температуре.

Вследствие непрерывных столкновений скорость каждой отдельной молекулы постоянно изменяется, но закон распределения скоростей между молекулами от этого не меняется.

Если из  $n$  молекул, содержащихся в единице объема,  $n_{c_1}$  молекул имеют скорость в пределах от  $c_1$  до  $c_1 + dc_1$ , то „вероятность“ того, что какая-либо произвольно выбранная нами молекула имеет скорость, лежащую в этих пределах, будет:

$$W_{c_1} = \frac{n_{c_1}}{n}. \quad (13)$$

Разложим теперь скорость каждой молекулы на ее составляющие  $u$ ,  $v$  и  $w$  по осям  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ . Число молекул в единице объема, составляющая скорости которых по оси  $X$  лежит в пределах от  $u$  до  $u + du$ , а следовательно, и вероятность  $W_u$  того, что слагающая по оси  $X$  для какой-либо данной молекулы лежит в этих пределах, зависят, конечно, от величины компоненты  $u$ , так как не все скорости встречаются среди молекул одинаково часто. Кроме того, эти величины будут пропорциональны выбранному интервалу  $du$ , так как, чем шире интервал, тем большее число молекул он охватывает. Таким образом доля молекул, обладающих слагающей скорости по оси  $X$ , лежащей в пределах от  $u$  до  $u + du$ , или вероятность того, что данная молекула имеет именно такую компоненту скорости, может быть выражена формулой:

$$W_u = f(u) du, \quad (14)$$

где  $f$  — пока неизвестная нам функция.

Аналогично будем иметь:

$$W_v = f(v) dv \quad \text{и} \quad W_w = f(w) dw. \quad (15)$$

Здесь  $f(v)$  и  $f(w)$  представляют собой ту же самую функцию, что и функция  $f(u)$  в выражении  $W_u$ , так как, согласно нашему основному предположению о полной беспорядочности движения молекул газа, движение их в направлении оси  $X$  ничем не может отличаться от движения по осям  $Y$  и  $Z$ .

Спросим себя теперь, какова вероятность того, что какая-либо выбранная нами наугад молекула имеет скорость, компоненты которой  $u$ ,  $v$  и  $w$  лежат в пределах соответственно от  $u$  до  $u + du$ , от  $v$  до  $v + dv$  и от  $w$  до  $w + dw$ . Такой выбор скорости молекулы определяет эту скорость не только по величине от  $c = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$  до  $c + dc$ , где

$$dc = \sqrt{(du)^2 + (dv)^2 + (dw)^2},$$

но и по направлению, а именно, если мы поместим начало вектора, изображающего скорость  $c$ , в начале координат  $O$  (рис. 2), то конец его будет лежать внутри параллелепипеда  $A$ , имеющего объем  $du \cdot dv \cdot dw$ .

Искомая вероятность  $W_{uvw}$  должна, конечно, зависеть от написанных выше функций  $W_u$ ,  $W_v$  и  $W_w$ , выражающих лишь, что компоненты скорости  $c$  каждая в отдельности лежат в пределах от  $u$  до  $u + du$ , от  $v$  до  $v + dv$  и от  $w$  до  $w + dw$ . Чтобы найти  $W_{uvw}$ , применим теорему теории вероятностей, гласящую, что вероятность сложного события равна произведению вероятностей простых событий, составляющих это сложное событие. Это даст нам:

$$W_{uvw} = W_u \cdot W_v \cdot W_w = f(u) \cdot f(v) \cdot f(w) \cdot du \cdot dv \cdot dw. \quad (16)$$

Проведем на рис. 2 из точки  $O$  в произвольном направлении вектор  $c_1$ , по величине равный вектору  $c$  и в конце этого вектора  $OA_1$  построим такой же параллелепипед  $du \cdot dv \cdot dw$ , какой мы построили в точке  $A$  в конце первого вектора  $c$ . Так как при движении молекул газа все направления равноценны между собой, то вероятность того, что конец вектора  $c$ , соответствующего скорости произвольно выхваченной нами молекулы газа, будет лежать внутри параллелепипеда  $A_1$ , в точности равна вероятности того, что конец этого вектора лежит внутри параллелепипеда  $A$ : число молекул, скорость которых по величине лежит в пределах от  $c$  до  $c + dc$  и имеет направление  $OA$ , будет равно числу молекул, имеющих ту же скорость по величине, но направленную от  $O$  к  $A_1$ . Но

для векторов  $c$  и  $c_1$  значения отдельных компонент  $u$ ,  $v$  и  $w$  различны между собой. Для того чтобы вероятность  $W_{uvw}$  не зависела от направления скорости  $c$ , надо, чтобы эта вероятность была функцией не отдельных компонент  $u$ ,  $v$  и  $w$ , а скорости  $c$  в целом, т. е. функцией от  $\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$ . Таким образом мы должны иметь:

$$W_{uvw} = \varphi(\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}) du dv dw = F(u^2 + v^2 + w^2) du dv dw. \quad (17)$$

Здесь операция извлечения квадратного корня включена в вид функции  $F$ , а множитель  $du dv dw$  введен в выражение вероятности  $W_{uvw}$  на том же основании, как и множитель  $du$  в выражении (14).

Сравнивая равенства (16) и (17), находим, что функции  $f$  и  $F$  должны быть таковы, чтобы удовлетворялось равенство:

$$f(u) \cdot f(v) \cdot f(w) = F(u^2 + v^2 + w^2). \quad (18)$$

Этому функциональному уравнению можно удовлетворить, положив:

$$f(u) = Ae^{ku^2}, \quad f(v) = Ae^{kv^2}, \quad f(w) = Ae^{kw^2},$$

$$F(u^2 + v^2 + w^2) = A^3 e^{k(u^2 + v^2 + w^2)}. \quad (19)$$

Если бы мы допустили, что конечное число молекул газа имеет бесконечно большую скорость, то средняя кинетическая энергия движения молекул газа, а следовательно, согласно равенству (9), и температура газа, были бы бесконечно большими. Этого нет. Следовательно, вероятность того, что взятая нами произвольно молекула имеет бесконечно большую величину составляющей скорости по оси  $X$ , должна быть исчезающе малой; функция  $f(u) = Ae^{ku^2}$  должна быть при  $u = \infty$  бесконечно малой величиной; это может иметь место только при величине  $k$  существенно отрицательной. Положим  $k = -qm$ , где  $m$  — масса молекулы, а  $q$  — существенно положительная постоянная, физический смысл которой выяснится в дальнейшем.

Подсчитаем вероятность того, что данная молекула имеет скорость любого направления, но по величине лежащую в пределах от  $c$  до  $c + dc$ , другими словами, вероятность того, что конец вектора, представляющего скорость взятой молекулы, будет лежать в шаровом слое, ограниченном шаровыми поверхностями радиусов  $c$  и  $c + dc$ . Искомая вероятность  $W_c$  равна функции  $F$ , умноженной на объем данного шарового слоя. Этот объем равен  $4\pi c^2 dc$ , и, следовательно:

$$W_c = 4\pi A^3 e^{-qm(u^2 + v^2 + w^2)} \cdot c^2 dc = 4\pi A^3 e^{-qmc^2} c^2 dc. \quad (20)$$

Займемся определением константы  $A$  наших формул. Число частиц, у которых слагающая скорости по оси  $X$  лежит в пределах от  $u$  до  $u + du$ , выразится согласно (13) и (19) так:

$$n_u = nf(u) du = nAe^{-qmu^2} du.$$

Если мы проинтегрируем это выражение по  $u$  в пределах от  $u = -\infty$  до  $u = +\infty$ , то мы последовательно дадим  $u$  все возможные значения и таким образом переберем все частицы, заключенные в единице объема.

Результат нашей интеграции должен быть равен общему числу  $n$  молекул газа в единице объема. Таким образом находим:

$$nA \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-qmu^2} du = n \quad \text{или} \quad A \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-qmu^2} du = 1. \quad (21)$$

Для вычисления этого интеграла заменим  $\sqrt{qm}u$  через  $x$ . Тогда

$$qmu^2 = x^2,$$

откуда

$$du = \frac{1}{\sqrt{qm}} dx.$$

Следовательно:

$$A \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-qmu^2} du = \frac{A}{\sqrt{qm}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx.$$

Возьмем

$$\int_0^{+\infty} e^{-x^2} dx = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx$$

и умножим его на такой же определенный интеграл, в котором обозначим переменную интеграции через  $y$ . Получим:

$$\int_0^{\infty} e^{-x^2} dx \cdot \int_0^{\infty} e^{-y^2} dy = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} e^{-(x^2+y^2)} dx dy.$$

Если мы условимся считать  $x$  и  $y$  декартовыми координатами на плоскости, то мы можем рассматривать двойной интеграл как интеграл, пространственный на ту часть плоскости, где  $x$  и  $y$  оба больше нуля. Преобразуем декартовы координаты в полярные. Элемент площади, равный в прямоугольных координатах  $dx dy$ , в полярных выразится через  $r dr d\varphi$  при чем  $r^2 = x^2 + y^2$ . Пределы интеграции определяются из условия, что  $x$  и  $y$  оба положительны; это равносильно значениям  $r$  от 0 до  $\infty$  и значениям  $\varphi$  от 0 до  $\frac{\pi}{2}$ .

Таким образом, переходя к полярным координатам, находим:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} e^{-(x^2+y^2)} dx dy &= \int_0^{\infty} r e^{-r^2} dr \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\varphi = \frac{\pi}{2} \int_0^{\infty} r e^{-r^2} dr = \\ &= \frac{\pi}{4} \int_0^{\infty} -e^{-r^2} d(e^{-r^2}) = \frac{\pi}{4}. \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-(x^2+y^2)} dx dy &= 4 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} e^{-(x^2+y^2)} dx dy = \pi. \end{aligned}$$

Полагаем  $u = x$ ; имеем:

$$\left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx \right\}^2 = \pi,$$

и следовательно:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx = \sqrt{\pi} \quad (22)$$

Таким образом согласно (21) окончательно имеем:

$$\frac{A}{\sqrt{qm}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} dx = A \sqrt{\frac{\pi}{qm}} = 1$$

или

$$A = \sqrt{\frac{qm}{\pi}}. \quad (22')$$

Мы свели константу  $A$  к константе  $q$ . Вставляя вместо  $A$  в (20)  $\sqrt{\frac{qm}{\pi}}$ , выразим вероятность того, что скорость взятой молекулы лежит в пределах от  $c$  до  $c + dc$  следующим равенством

$$W_c = 4\pi \frac{qm}{\pi} \sqrt{\frac{qm}{\pi}} e^{-qmc^2} \cdot c^2 dc = 4 \sqrt{\frac{q^3 m^3}{\pi}} e^{-qmc^2} c^2 dc. \quad (23)$$

Вероятность того, что компонента скорости по оси  $X$  лежит в пределах от  $u$  до  $u + du$  будет

$$W_u = \sqrt{\frac{qm}{\pi}} e^{-qmu^2} du. \quad (23')$$

Величина скорости, которая при заданном интервале  $dc$  обращает  $W_c$  в максимум, наиболее вероятна для какой-либо произвольно выбранной молекулы. Такой скоростью обладает наибольшее число из всех молекул газа. Эта скорость называется наиболее вероятной скоростью. Обозначим ее через  $c_0$  и введем ее в выражение закона распределения скоростей Максвелла вместо  $q$ . Для этого найдем при каком значении  $c$  выражение (23) будет иметь максимум. Так как  $4 \sqrt{\frac{q^3 m^3}{\pi}}$  и  $dc$  величины постоянные, то нам надо искать только максимум величины  $e^{-qmc^2} c^2$ . Продифференцировав это выражение по  $c$  и приравняв нулю производную, находим:

$$2e^{-qmc^2} \cdot c - 2e^{-qmc^2} \cdot qmc^3 = 0 \quad \text{или} \quad e^{-qmc^2} \cdot c (1 - qmc^2) = 0.$$

Решения  $c = 0$  и  $c = \infty$  не удовлетворяют нашей задаче, так как, взяв вторую производную, мы найдем, что эти значения  $c$  дают минимум.

Решение  $c = \frac{1}{\sqrt{qm}}$  дает максимум. Следовательно:

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{qm}}. \quad (24)$$

1) Определенный интеграл, вычисление которого мы привели, называется интегралом Пуассона.



Отсюда

$$q = \frac{1}{mc_0^2}; \quad (25)$$

закон распределения скоростей Максвелла напишется в окончательном виде так:

$$W_c = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{c^2}{c_0^3} e^{-\frac{c^2}{c_0^2}} dc, \quad (26)$$

а формула (23') переписется в виде:

$$W_u = \frac{1}{c_0 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{u^2}{c_0^2}} du. \quad (27)$$

Равенство (23) дает нам долю молекул, обладающих скоростью, величина которой лежит в пределах от  $c$  до  $c + dc$ , но направление которой может быть любым. Число молекул, обладающих этой скоростью, получится как произведение  $n$  на  $W_c$ . Выведенное в § 1 равенство (10) дает нам зависимость „средней квадратичной“ скорости  $G$  от температуры  $T$ . Для того чтобы вывести зависимость наиболее вероятной скорости  $c_0$  от  $T$ , нам надо найти, как выражается  $c_0$  через  $G$ . Попутно будем искать выражение и для средней арифметической скорости всех молекул  $\bar{c}$  через  $G$  и  $c_0$ . Для получения средней арифметической скорости нужно сложить все возможные скорости, причем каждую скорость нужно повторить слагаемым столько раз, сколько молекул ею обладает, и разделить полученную сумму всех скоростей на число всех молекул. Таким образом среднюю скорость мы получим, проинтегрировав выражение  $nW_c dc$  в пределах от 0 до  $+\infty$  и разделив результат на число  $n$  молекул в единице объема:

$$\bar{c} = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} n 4 \sqrt{\frac{q^3 m^3}{\pi}} e^{-qmc^2} c^2 dc = 4 \sqrt{\frac{q^3 m^3}{\pi}} \int_0^{\infty} c^3 e^{-qmc^2} dc.$$

Обозначим  $qmc^2 = x^2$ . Тогда

$$\bar{c} = \frac{4}{\sqrt{qm\pi}} \int_0^{\infty} x^3 e^{-x^2} dx = \frac{2}{\sqrt{qm\pi}} \int_0^{\infty} -x^2 e^{-x^2} 2x dx.$$

Интегрируя по частям, находим:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} x^3 e^{-x^2} dx &= -\frac{1}{2} \left\{ \int_0^{\infty} e^{-x^2} x^2 - \int_0^{\infty} 2x e^{-x^2} dx \right\} = \\ &= -\int_0^{\infty} \frac{1}{2} e^{-x^2} x^2 + \int_0^{\infty} x e^{-x^2} dx, \end{aligned}$$

и далее:

$$\int_0^{\infty} x e^{-x^2} dx = -\frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-x^2} dx.$$

Следовательно:

$$\int_0^{\infty} x^3 e^{-x^2} dx = -\frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-x^2} x^2 - \frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-x^2} = \frac{1}{2}$$

в чем нетрудно убедиться по общему правилу раскрытия неопределенностей.

Отсюда:

$$\bar{c} = \frac{4}{\sqrt{qm\pi}} \int_0^{\infty} x^3 e^{-x^2} dx = \frac{2}{\sqrt{qm\pi}} \quad (28)$$

и далее, так как

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{qm}} &= c_0, \\ \bar{c} &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} c_0. \end{aligned} \quad (29)$$

Совершенно так же поступаем и в отношении среднего квадрата скоростей: складываем квадраты скоростей всех молекул и делим на общее число молекул.

Находим:

$$\begin{aligned} \bar{c}^2 &= \frac{1}{n} \int_0^{\infty} n 4 \sqrt{\frac{q^3 m^3}{\pi}} e^{-qmc^2} c^4 dc = \frac{4}{qm\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} x^4 e^{-x^2} dx, \\ \int_0^{\infty} x^4 e^{-x^2} dx &= -\frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-x^2} x^3 + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} 3x^2 e^{-x^2} dx = \frac{3}{2} \int_0^{\infty} x^2 e^{-x^2} dx = \\ &= \frac{3}{2} \left\{ -\frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-x^2} x + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-x^2} dx \right\} = \frac{3}{4} \int_0^{\infty} e^{-x^2} dx, \end{aligned}$$

или согласно (22)

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} x^4 e^{-x^2} dx &= \frac{3}{8} \sqrt{\pi}, \\ \bar{c}^2 &= \frac{3}{2qm} = \frac{3}{2} c_0^2. \end{aligned} \quad (30)$$

$$G = \sqrt{\bar{c}^2} = \sqrt{\frac{3}{2}} c_0. \quad (31)$$

Формулы (10), (29) и (31) дают нам:

$$c_0 = \sqrt{\frac{2}{3}} G = \sqrt{\frac{2 \cdot T}{M}} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = 12900 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} \bar{c} &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} c_0 = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} G \quad \text{или} \quad \bar{c} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} = \\ &= \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = 14500 \sqrt{\frac{T}{M}}, \end{aligned} \quad (33)$$

где  $k = \frac{R}{N}$  — постоянная Больцмана, или газовая постоянная, отнесенная к одной молекуле.

Формулы (32) и (33) показывают нам, что средняя арифметическая скорость  $\bar{c}$  всегда больше наиболее вероятной  $c_0$ , а средняя квадратичная  $G$  больше чем  $c_0$  и  $\bar{c}$ . Наравне с обозначением средней квадратичной скорости через  $G$  довольно распространено обозначение средней арифметической через  $\Omega$ .

Рис. 3 дает графическое изображение максвелловского распределения скоростей.

Для введенной ранее константы  $q$  находим:

$$q = \frac{1}{mc_0^3} = \frac{M}{m \cdot 2RT} = \frac{N}{2RT} = \frac{1}{2kT}. \quad (34)$$

Вставляя выражение (34) для  $q$  в (23), находим следующее выражение для максвелловского закона распределения скоростей в зависимости от температуры газа  $T$ .

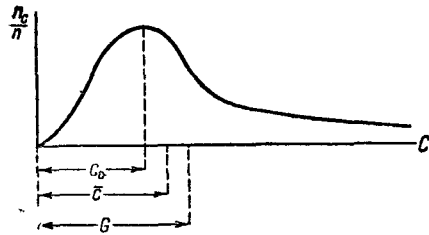


Рис. 3

$$dn_c = n \frac{4}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{m^3}{8k^3 T^3}} e^{-\frac{m}{2kT} c^2} \cdot c^2 dc. \quad (35)$$

### § 3 Элементарный подсчет средней длины свободного пути.

Если молекулы не бесконечно малы, то они не могут лететь беспрепятственно по прямому направлению, не сталкиваясь с другими молекулами. В результате каждого из таких столкновений направление движения

молекулы резко меняется и, в общем, молекула описывает в газе сложный зигзагообразный путь. Длина каждого прямолинейного отрезка этого пути, или расстояние, которое пробегает молекула от одного столкновения до другого, называется *длиной свободного пути* молекулы. Вследствие беспорядочности движения молекул длина свободного пути весьма различна как в отношении различных молекул, так и в отношении последовательных прямолинейных участков пути, проходимых одной и той же молекулой. Если газ находится при определенных условиях давления и температуры, то аналогично средней скорости существует и определенная средняя длина свободных путей каждой молекулы. Так как молекулы ничем друг от друга не отличаются, то эта средняя длина свободного пути, называемая также средним свободным пробегом, одинакова для всех молекул. Ее называют часто просто „свободный путь“ или „свободный пробег“ и обозначают через  $L$  или через  $\lambda$ . Мы будем пользоваться в этой книге первым обозначением —  $L$ .

Математически среднюю длину пути определяют как отношение пути, пройденного молекулой за некоторый промежуток времени  $t$ , к числу столкновений этой молекулы с другими за то же время. Если обозначим среднее число столкновений молекулы с другими в единицу времени че-

рез  $\nu$ , то такое определение дает нам:

$$L = \frac{c}{\nu}. \quad (36)$$

Кинетическая теория газов выводит выражение для  $L$ , принимая молекулы за шары некоторого диаметра  $\sigma$ . Мы приведем здесь самый первый приближенный вывод из-за его простоты, а затем укажем выражение для  $L$ , получаемое в кинетической теории более строгим образом.

Будем считать для упрощения задачи, что все молекулы газа, кроме одной, неподвижны. В момент столкновения расстояние между центрами двух молекул равно  $\sigma$ . Очевидно, что столкновение произойдет лишь в том случае, если центр второй молекулы окажется лежащим внутри цилиндра радиуса  $\sigma$ , ось которого служит прямой, описываемая при движении центром первой молекулы (рис. 4). Заменяем нашу движущуюся молекулу диском радиуса  $\sigma$ , перпендикулярным к направлению движения молекулы, а все неподвижные молекулы точками, расположенными в тех местах, где находятся их центры. Такой диск при движении будет описывать ряд цилиндров с основанием  $\pi \sigma^2$  и с высотами, равными  $c_1 t_1, c_2 t_2, \dots$  и т. д., где  $t_1, t_2, \dots$  и т. д. — промежутки времени между отдельными столкновениями. Сумма объемов всех цилиндров, описанных диском за время  $t$ , будет равна:

$$\pi \sigma^2 c_1 t_1 + \pi \sigma^2 c_2 t_2 + \dots = \pi \sigma^2 (c_1 t_1 + c_2 t_2 + c_3 t_3 + \dots).$$

Здесь  $c_1 t_1 + c_2 t_2 + c_3 t_3 + \dots$  представляет собой путь, пройденный нашей молекулой за время  $t$ . Этот путь, конечно, равен средней скорости, умноженной на время, т. е.  $\bar{c}t$ . Таким образом подсчитываемый объем равен  $\pi \sigma^2 \bar{c}t$ . В этом объеме лежат центры всех молекул, с которыми данная молекула непременно столкнется за время  $t$ . Число молекул в этом объеме равно  $n \pi \sigma^2 \bar{c}t$ , если число молекул в единице объема есть  $n$ . Это и есть число столкновений нашей молекулы за время  $t$ . Отсюда находим число столкновений в 1 сек:

$$\nu = n \pi \sigma^2 \bar{c}. \quad (37)$$

Вставляя это выражение  $\nu$  в (36), находим:

$$L = \frac{\bar{c}}{\nu} = \frac{1}{n \pi \sigma^2}. \quad (38)$$

Этот подсчет неточен, так как мы предположили, что все молекулы за исключением одной неподвижны, чего на самом деле нет. Более точный подсчет, предполагающий вполне беспорядочное движение молекул по всем направлениям и учитывающий максвелловское распределение скоростей приводит к формуле:

$$L = \frac{1}{\sqrt{2} n \pi \sigma^2}. \quad (39)$$

Как видно, длина свободного пути получается согласно обеим формулам обратно пропорциональной числу молекул, а потому и плотности газа и,

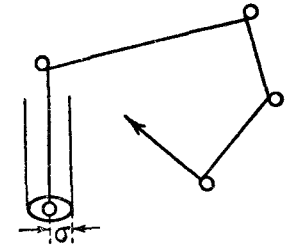


Рис. 4

следовательно, при прочих равных условиях обратно пропорциональной давлению газа. Заметим, что найденное нами на основании упрощенных предположений выражение для  $L$  от более точного отличается только численным фактором  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ .

Чтобы иметь представление о порядке величины свободного пробега молекул в газе, запомним, что для газов с не слишком сложными молекулами при  $p = 760$  тор  $L$  близко к  $10^{-5}$  см. Отсюда легко прикинуть, что  $L$  будет:

при	1 мм Hg	порядка	$760 \cdot 10^{-5}$ см
"	0,001 мм Hg	"	7,6 см
"	$10^{-5}$ мм Hg	"	760 см

Таким образом при низких давлениях длина свободного пути больше не только диаметра употребляемых в вакуум-технике трубок, но и вообще

Таблица 2

Газ	Длина свободного пути при 0°С и давлении 760 тор в см
N <sub>2</sub> . . .	$0,599 \cdot 10^{-5}$
Ar . . .	$0,635 \cdot 10^{-5}$
H <sub>2</sub> . . .	$1,123 \cdot 10^{-5}$
H <sub>2</sub> O . .	$0,404 \cdot 10^{-5}$
He . . .	$1,798 \cdot 10^{-5}$
O <sub>2</sub> . . .	$0,647 \cdot 10^{-5}$
Kr . . .	$0,487 \cdot 10^{-5}$
Xe . . .	$0,350 \cdot 10^{-5}$
Ne . . .	$1,258 \cdot 10^{-5}$
Hg . . .	$0,217 \cdot 10^{-5}$
H <sub>2</sub> S . .	$0,375 \cdot 10^{-5}$
CO <sub>2</sub> . .	$0,397 \cdot 10^{-5}$
Cl . . .	$0,287 \cdot 10^{-5}$
воздух .	$0,608 \cdot 10^{-5}$

больше линейных размеров откачиваемых изделий. Таблица 2 дает значения  $L$  для ряда газов. Данный нами вывод и формула (38) были бы весьма близки к действительности в том случае, если бы мы рассчитывали свободный путь молекулы, двигающейся со скоростью, в очень большое число раз превосходящей скорости движения всех остальных молекул. Говоря об электрических явлениях в газах, нам нередко придется рассматривать движение электронов среди молекул газа. Здесь как раз имеет место такой случай, так как электроны, участвуя в тепловом движении молекул, обладают при этом большими скоростями вследствие малости своей массы. Кроме того, под действием электрического поля электроны приобретают еще большие скорости. Но только, принимая во внимание чрезвычайно малые размеры электронов по сравнению с размерами молекул, мы должны прийти к заключению, что столкновение электрона с молекулой произойдет всякий раз, когда центр молекулы лежит от пути, описываемого электроном, на расстоянии не  $\sigma$ , как мы считали в выводе, относившемся к молекуле газа, а лишь  $\frac{\sigma}{2}$ . Заменяя в выражении (38)  $\sigma$  через  $\frac{\sigma}{2}$ , находим для свободного пути электрона в данном газе  $L_e$  выражение:

$$L_e = \frac{4}{n \pi \sigma^2} . \quad (40)$$

В этой формуле под  $\frac{\sigma}{2}$  надо понимать „радиус сферы действия молекулы на электрон“, т. е. то расстояние от центра молекулы, на котором можно пренебречь действием электрических и магнитных полей молекулы на электрон вследствие весьма быстрого убывания этих полей с расстоянием. В первом приближении радиус сферы действия молекулы отождествляют с радиусом молекулы, как его принимает простейшая кинетическая теория газов. При таком отождествлении (39) и (40) дают:

$$L_e = 4 \sqrt{2} L, \quad (41)$$

т. е. свободный путь электрона в каком-либо газе в 5,64 раза больше, чем свободный путь молекул этого газа при тех же условиях. В дальнейшем мы еще вернемся к более подробному рассмотрению вопросов, связанных со „свободным путем электрона“. Для быстро движущихся ионов таким же путем находим

$$L_i = \sqrt{2} L \quad (42)$$

Длина свободного пути играет существенную роль в явлениях теплопроводности и внутреннего трения газов. Представим себе, что в газе мы имеем нагретую стенку  $A$ . Передача тепла от стенки внутри газа происходит так: молекула газа, ударяясь о стенку, приобретает кинетическую энергию, соответствующую температуре стенки, затем, при столкновении с другой молекулой где-либо в точке  $B$ , отдает ей избыток кинетической энергии. Ясно, что передача тепла от стенки  $A$  к противоположной стенке будет происходить тем быстрее, чем больше будет число молекул, ударяющихся о стенку  $A$ . Это число пропорционально давлению газа  $p$ . С другой стороны, чем больше  $p$ , тем короче длина свободного пути молекулы, а следовательно, тем на меньшее расстояние каждая столкнувшаяся с  $A$  молекула перенесет в среднем полученную при столкновении кинетическую энергию. В результате оба фактора компенсируют друг друга, и коэффициент теплопроводности газа, в котором длина свободного пути  $L$  много меньше расстояния между стенками, оказывается независимым от давления  $p$ .

Пусть газ ограничен двумя стенками  $AB$  и  $CD$ , находящимися на расстоянии  $d$  друг от друга (рис. 5) и температуры которых  $T_2$  и  $T_1$  и пусть  $T_1 < T_2$ . Коэффициентом теплопроводности  $k$  называется коэффициент пропорциональности в формуле:

$$dQ = -k \frac{dT}{dx} dt, \quad (43)$$

где  $\frac{dT}{dx}$  есть падение температуры на единице длины по направлению, перпендикулярному к  $AB$  и  $CD$ , а  $dQ$  — количество тепла, переносимое через единицу поверхности за время  $dt$ . Проведем в нашем газе плоскость  $EF$ , параллельную стенкам  $AB$  и  $CD$ , и будем подсчитывать количество тепла, проходящее в течение 1 сек через каждый квадратный сантиметр поверхности  $EF$ . Проведем по обе стороны плоскости  $EF$  пло-

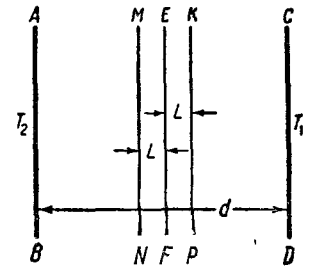


Рис. 5.

скости  $MN$  и  $KP$ , отстоящие от  $EF$  на расстоянии свободного пути  $L$ . Для упрощения задачи допустим, что все молекулы газа двигаются с одной и той же скоростью, за которую примем среднюю арифметическую скорость  $\bar{c}$ , соответствующую действительному распределению скоростей нашего газа. Проведем ось  $X$  прямоугольной системы координат перпендикулярно к плоскости  $EF$  и допустим для дальнейшего упрощения задачи, что все молекулы газа можно разбить на 6 групп так, что  $\frac{1}{6}$  общего числа молекул  $n$ , находящихся в единице объема, движется параллельно оси  $X$  в положительном направлении,  $\frac{1}{6}$  — в отрицательном направлении, столько же — в положительных и отрицательных направлениях осей  $Y$  и  $Z$ . При таких направлениях движения молекул принцип кинетической теории, согласно которому ни одно направление не должно иметь преимущества перед другим в отношении числа движущихся в этом направлении молекул, нарушен не будет. В таком случае все молекулы, проходящие через  $EF$  слева направо, начинают двигаться в среднем от плоскости  $MN$ , а все молекулы, проходящие через  $EF$  справа налево, — от плоскости  $KP$ . В среднем через единицу поверхности  $EF$  пройдет в единицу времени слева направо число молекул, заключающихся в объеме  $1 \cdot \bar{c}$ , и движущихся в направлении к плоскости  $EF$ . Это число равно  $\frac{1}{6} n \bar{c}$ . Столько же молекул пройдет справа налево. Наш газ ограничен двумя параллельными плоскостями. Следовательно, при установившемся движении тепла через газ, температура каждой точки будет изменяться пропорционально расстоянию от одной из стенок. Разность между температурой газа во всех точках плоскости  $MN$  и во всех точках плоскости  $EF$ , а также между температурой газа у плоскости  $EF$  и у плоскости  $KP$  будет:

$$\frac{T_2 - T_1}{d} L.$$

Каждая молекула, переходящая от плоскости  $MN$  к плоскости  $EF$  приносит с собой избыток тепла, равный:

$$c_v m \frac{T_2 - T_1}{d} L, \quad (44)$$

где  $m$  — масса молекулы и  $c_v$  — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме. Столько же тепла *недостает* каждой молекуле, переходящей к плоскости  $EF$  от плоскости  $KP$ . Как движение в среднем более быстрых молекул слева направо, так и более медленных справа налево определяет собой „движение тепла“ слева направо. Таким образом выражение (44) представляет собой количество тепла, переносимого каждой молекулой, проходящей через  $EF$  как в положительном направлении оси  $x$ , так и в отрицательном. В его за единицу времени и через единицу поверхности будет перенесено количество тепла:

$$Q = \frac{2}{6} n m c_v \bar{c} \frac{(T_2 - T_1) L}{d} = \frac{1}{3} \rho c c_v \frac{(T_2 - T_1) L}{d},$$

где  $\rho$  плотность газа.

Так как падение температуры на единицу длины равно  $\frac{T_2 - T_1}{d}$ , то коэффициент теплопроводности будет равен:

$$k = \frac{1}{3} \rho c \bar{c}_v L. \quad (45)$$

С увеличением давления газа  $\rho$  увеличивается, а  $L$  уменьшается в одинаковое число раз. Поэтому коэффициент теплопроводности  $k$  не зависит от давления. Точный подсчет, свободный от всех введенных нами упрощений, так же, как это было и в случае среднего пробега  $L$ , дает для  $k$  такое же выражение, только численный фактор несколько изменяется.

Известно, что если мы двигаем в газе или жидкости твердое тело, то испытываем при этом некоторое сопротивление, которое мы называем трением или сопротивлением среды. Вместе с тем в движение приходят не только ближайшие к движущемуся твердому телу слои газа, но и более отдаленные. Если мы имеем подвешенный на нити  $f$  цилиндр  $A$  и другой концентричный первому полый цилиндр  $B$  и если мы будем вращать цилиндр  $B$  вокруг общей геометрической оси обоих цилиндров, то цилиндр  $A$  тоже начнет вращаться, пока сила кручения нити  $f$  не уравновесит силу, притягивающую  $A$  во вращение. Если  $A$  укреплен не на нити, а имеет возможность вращаться, например, на двух остриях, то  $A$  будет непрерывно вращаться, и скорость его вращения будет асимптотически приближаться к скорости вращения цилиндра  $B$ . Это явление передачи движения через газ последовательно от одного слоя газа к другому называется явлением *внутреннего трения* в газе. Та сила  $F_2$ , с которой один слой газа увлекает другой, рассчитанная на  $1 \text{ см}^2$  слоя, пропорциональна разности скоростей этих слоев. При непрерывном изменении скорости от одного бесконечного тонкого слоя газа к другому сила  $F$  пропорциональна градиенту скорости, т. е. изменению скорости газа при передвижении на  $1 \text{ см}$  в направлении, перпендикулярном к направлению движения слоя.

$$F = -\eta \frac{dv}{dx} \quad (46)$$

Коэффициент пропорциональности  $\eta$  называется *коэффициентом внутреннего трения* газа.

В кинетической теории газов принято говорить о передаче через газ „количества движения“<sup>2)</sup>. Если масса  $1 \text{ см}^2$  слоя газа равна  $m$ , а скорость движения этого слоя за время  $dt$  изменится на  $dv$ , то мы скажем, что количество движения  $K$  этого слоя изменилось на  $d(mv)$ , равное  $mdv$ . По второму закону механики имеем:

$$mdv = F dt$$

<sup>1)</sup> Знак минус появляется потому, что первый слой газа увлекает второй в направлении собственного движения, если скорость движения газа уменьшается при переходе от первого слоя ко второму.

<sup>2)</sup> Количеством движения в механике называется произведение массы тела на его скорость.

или

$$F = \frac{mdv}{dt} = \frac{d(mv)}{dt} = \frac{dK}{dt}. \quad (47)$$

Так как  $K$  изменяется вследствие передачи движения через газ, то  $\frac{dK}{dt}$  есть не что иное, как скорость передачи количества движения через газ. Формулы (46) и (47) дают:

$$\frac{dK}{dt} = -\eta \frac{\partial v}{\partial x}, \quad (48)$$

т. е. коэффициент внутреннего трения  $\eta$  есть коэффициент пропорциональности в формуле, выражающей зависимость скорости передачи через газ количества движения от градиента скорости газа.

От коэффициента внутреннего трения следует отличать *коэффициент внешнего трения*  $\lambda$ . Обозначим через  $(v_2 - v_1)$  разность между скоростью движения твердой стенки, передвигающейся вдоль самой себя, и скоростью движения в том же направлении непосредственно прилегающего к стенке слоя газа, а через  $F_1$  — силу, с которой  $1 \text{ см}^2$  стенок увлекает прилегающий слой газа. Аналогично (46) напишем:

$$F_1 = \lambda (v_2 - v_1). \quad (49)$$

Отношение коэффициентов  $\frac{\eta}{\lambda} = \gamma$  называется *коэффициентом скольжения*.

При движении газа вдоль твердого тела обычно  $\lambda = \infty$  и  $\gamma = 0$ . Это обозначает, что слой газа, непосредственно прилегающий к твердому телу, неподвижен по отношению к последнему — как бы прилипает к нему.

В кинетической теории газов аналогично выводу коэффициента теплопроводности для коэффициента внутреннего трения получается выражение

$$\eta = \frac{1}{3} \bar{\rho} \bar{c} L \quad (50)$$

при предположении, что все молекулы обладают одинаковой скоростью, равной их средней скорости. Более точный подсчет, принимающий во внимание максвелловское распределение скоростей, дает:

$$\eta = 0,3502 \bar{\rho} \bar{c} L. \quad (51)$$

На том же основании, что и  $k$ , величина  $\eta$  не зависит от давления.

Кроме явлений теплопроводности и внутреннего трения, с длиной свободного пути молекул газа приходится считаться в явлениях диффузии газа. Мы знаем, что если газ помещен в каком-либо замкнутом объеме, то он распространяется по всему этому объему, пока плотность его, или, что то же, число молекул газа, приходящихся на каждый кубический сантиметр, не будет одинаково во всех точках. То же самое происходит, если газ находится в объеме не один.

Допустим, что в объеме  $v$  существует горизонтальная перегородка. Верхняя часть объема занята одним газом, допустим, более легким, нижняя — другим, более тяжелым. Оба газа имеют одно и то же давление. Опыт показывает, что если осторожно удалить перегородку, не вызывая никаких движений в обоих газах, то несмотря на то, что

верхний газ легче, молекулы его в своем движении постепенно проникают в нижнюю часть сосуда и, обратно, молекулы нижнего газа постепенно распространяются в верхней части сосуда, среди молекул находящегося там газа. После достаточно долгого времени число молекул каждого газа в  $1 \text{ см}^3$  оказывается одинаковым во всех точках сосуда. Это выравнивание плотности данного газа по всему предоставленному ему объему независимо от присутствия в том же объеме других газов называется процессом диффузии газа. Количество газа, проходящее через  $1 \text{ см}^2$  мысленно проведенной в газе площадки в  $1 \text{ сек}$ , тем больше, чем быстрее меняется плотность газа в направлении, перпендикулярном к площадке. Совершенно аналогично формулам (43) и (48), определяющим количество переносимого газом тепла и механического движения количества газа, переносимого через  $1 \text{ см}^2$  в направлении оси  $Z$  путем диффузии, оказывается равным:

$$Q = -\beta \frac{\partial p}{\partial z} = -\delta \frac{\partial n}{\partial z}, \quad (52)$$

где  $\frac{\partial p}{\partial z}$  и  $\frac{\partial n}{\partial z}$  — градиент давления и градиент плотности газа в направлении  $Z$ . Коэффициент  $\delta$  называется *коэффициентом диффузии*. Когда происходит перемешивание двух газов путем диффузии, мы говорим о „взаимной диффузии“ и о „коэффициенте взаимной диффузии“. Проникновению одного газа в другой мешают взаимные столкновения молекул первого газа с молекулами второго и обратно. Поэтому проникновение одного газа в другой будет происходить тем быстрее, чем меньше этих столкновений, а их тем меньше, чем больше длина свободного пути молекул одного газа среди молекул другого. Таким образом коэффициент взаимной диффузии зависит от природы обоих смешивающихся газов и от относительного числа молекул того и другого газа в смеси.

Рассмотрение процесса диффузии приводит в кинетической теории газов к такому выражению для коэффициента взаимной диффузии:

$$\delta = \frac{1}{3n} (\bar{c}_1 L_1 n_2 + \bar{c}_2 L_2 n_1). \quad (53)$$

Здесь  $n_1$ ,  $\bar{c}_1$ ,  $L_1$  — число молекул в  $1 \text{ см}^3$ , средняя арифметическая скорость и длина свободного пути молекул первого газа;  $n_2$ ,  $\bar{c}_2$  и  $L_2$  — те же величины для молекул второго газа;  $n = n_1 + n_2$  — общее число молекул обоих газов в  $1 \text{ см}^3$ .

В том случае, когда имеем один и тот же газ, но только различной плотности в различных частях сосуда, (53) дает нам для коэффициента диффузии газа в самом себе или просто „коэффициента диффузии данного газа“:

$$\delta = \frac{1}{3} \bar{c} L. \quad (54)$$

Сравнивая (45), (50) и (54), устанавливаем следующие соотношения между коэффициентом диффузии  $\delta$ , коэффициентом внутреннего трения  $\eta$  и коэффициентом теплопроводности  $k$ :

$$\delta = \frac{\eta}{\rho} = \frac{k}{\rho c_v}. \quad \eta = \frac{k}{c_v}. \quad (55)$$

Численный множитель  $\frac{1}{3}$  в (54) является таким же приближенным коэффициентом, вытекающим из упрощенных расчетов, как и в формулах (51) и (50)<sup>1)</sup>.

Необходимо далее отметить, что согласно данным опыта внутреннее трение газа при одной и той же плотности зависит от температуры. Отсюда необходимо заключить, что длина свободного пути зависит от температуры. Это приводит в свою очередь к тому, что введенная нами величина  $\sigma$  — условный „диаметр молекулы“ — зависит от температуры. В отношении этого вопроса, далеко выходящего за пределы классической кинетической теории газов, так как полное его решение требует, конечно, очень большого уточнения представления о молекуле, существует ряд попыток дать полуэмпирическое решение. Приводим формулу Сутерленда для зависимости коэффициента внутреннего трения  $\eta$  от температуры:

$$\eta_T = \eta_{273} \left\{ \frac{273,1 + C}{T + C} \cdot \frac{T}{273,1} \right\}^2 \quad (56)$$

где  $\eta_{273}$  — значение  $\eta$  при  $0^\circ\text{C}$ , а  $C$  — эмпирическая константа<sup>2)</sup>.

**§ 4. Вероятность данной длины свободного пути.** Мы ввели выше представление о средней длине свободного пути. В дальнейшем мы встретимся с необходимостью знать, как велика при данном среднем пробеге  $L$  вероятность того, что данная молекула после столкновения пролетит свободно путь длиной  $x$  или сколько молекул, из общего числа  $n_0$  молекул, начинающих свой путь после столкновения пролетят от места столкновения беспрепятственно путь  $x$ . Рассуждаем так: согласно определению  $L$ , данному нами  $L = \frac{\bar{c}}{\nu}$ , где  $\bar{c}$  — средний путь, пройденный в 1 сек, а  $\nu$  — число столкновений за 1 сек или на пути длиной  $\bar{c}$ . Отсюда заключаем, что среднее число столкновений на пути в 1 см будет  $\frac{\nu}{\bar{c}}$  или  $\frac{1}{L}$ . Среднее число столкновений каждой молекулы на малом пути  $dx$  будет  $\frac{1}{L} dx$ . Пусть из некоторой точки в газе вылетает  $n_0$  молекул. Обозначим через  $n$  число тех молекул, которые беспрепятственно прошли путь  $x$ . При прохождении следующего малого участка пути  $dx$  каждая молекула, как мы только что видели, претерпевает  $\frac{dx}{L}$ , а все молекулы вместе  $\frac{n}{L} dx$  столкновений. Следовательно, число молекул, выбывающих из числа беспрепятственно продолжающих свой путь молекул на участке  $dx$ , будет  $\frac{n}{L} dx$ , и мы можем написать для изменения величины  $n$  при пробеге нашими молекулами участка  $dx$ :

$$dn = -\frac{n}{L} dx. \quad (57)$$

<sup>1)</sup> Кинетическая теория объединяет явления теплопроводности, внутреннего трения и диффузии в одно общее учение о переносе какой-либо величины газом („уравнения переноса“). См. А. К. Тимирязев, *Кинетическая теория материи*.

<sup>2)</sup> См. таблицы Ландольта-Бернштейна и др.

Отсюда находим:

$$\frac{dn}{n} = -\frac{1}{L} dx, \quad \ln n = -\frac{1}{L} x + \ln C, \quad n = C \cdot e^{-\frac{x}{L}}$$

и, так как при  $x=0$   $n=n_0$ , окончательно:

$$n = n_0 e^{-\frac{x}{L}}. \quad (58)$$

Формула (58) дает нам число молекул, пролетающих свободно путь, равный или больший  $x$ . Число молекул  $n_x$ , для которых свободный пробег лежит в пределах между  $x$  и  $x+dx$ , равно числу столкновений на малом пути  $dx$ , т. е.  $|dn|$ . Дифференцируя (58), находим:

$$n_x = \frac{n_0}{L} e^{-\frac{x}{L}} dx. \quad (59)$$

Вероятность того, что какая-либо данная молекула пробежит свободно путь в пределах от  $x$  до  $x+dx$ , будет:

$$W_x \cdot dx = \frac{n_x}{n_0} = \frac{1}{L} e^{-\frac{x}{L}} dx. \quad (60)$$

**§ 5. Закон косинуса.** Число молекул, ударяющихся об 1 см<sup>2</sup> стенки в 1 сек при максвелловском распределении скоростей. Приобретенные нами во всех предшествующих параграфах этой главы сведения о движении молекул газа дают нам возможность вывести формулу, определяющую число молекул газа, ударяющихся об единицу поверхности стенки, или, что то же, число молекул газа, которые проходят через единицу площади любой плоскости, мысленно проведенной в газе при условии беспорядочного движения молекул газа, соответствующего максвелловскому распределению скоростей между ними. Эта формула будет встречаться нам в дальнейшем неоднократно и кладется в основу многих расчетов в вакуум-технике, а также в явлениях электрического разряда в газах. Выделим на поверхности стенки, ограничивающей газ, вокруг точки  $O$  некоторую небольшую площадку  $d\sigma$  (рис. 6). Построим из точки  $O$  как из вершины малый телесный угол  $d\omega$  и выделим внутри этого угла элемент объема  $M$ , расстояние нижней и верхней границ которого от точки  $O$  пусть будут  $l$  и  $l+dl$ . Тогда величина нашего элементарного объема выразится через:

$$l^2 dl d\omega.$$

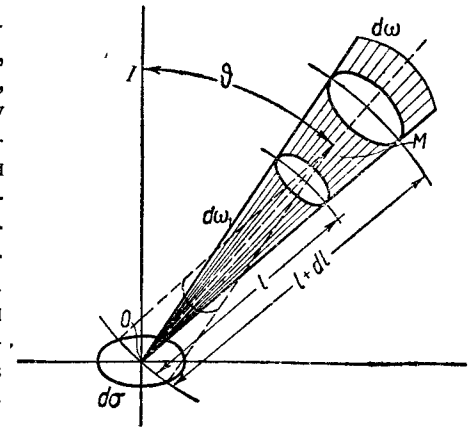


Рис. 6.

Пусть в единице объема содержится  $n$  молекул; среднюю скорость их обозначим через  $\bar{c}$ , а среднюю длину свободного пути через  $L$ . Число столкновений молекул газа между собой за единицу времени в единице объема будет  $\frac{n\bar{c}}{L}$ , а число столкновений за единицу времени внутри элемента объема  $M$ :

$$\nu_M = \frac{n\bar{c}}{L} l^2 d\omega. \quad (61)$$

Построим новый элементарный телесный угол  $d\omega_1$ , включающий наш элемент поверхности  $d\sigma$  и имеющий вершину внутри нашего весьма малого элемента объема  $M$ . После столкновений в  $M$  молекулы летят по всем направлениям так, что ни одно направление не имеет преимущества перед другими. Таким образом, из общего числа молекул  $\nu_M$ , претерпевших столкновения с другими молекулами в элементе  $M$ , по направлению к  $d\sigma$ , т. е. внутри телесного угла  $d\omega_1$ , полетят

$$\frac{d\omega_1}{4\pi} \frac{n\bar{c}}{L} l^2 d\omega \text{ молекул.} \quad (62)$$

Проведем через точку  $O$  сферу радиуса  $l$  с центром, лежащим внутри  $M$ . Площадка  $ds$ , вырезанная на этой сфере углом  $d\omega_1$ , равна  $l^2 d\omega_1$ . Площадку  $ds$  мы можем рассматривать как проекцию площадки  $d\sigma$ . В таком случае:

$$l^2 d\omega_1 = ds = d\sigma \cos \vartheta. \quad (63)$$

Подставляя в выражение (62) значение  $l^2 d\omega_1$  из выражения (63), получим для числа молекул, вылетающих из элемента объема  $M$  по направлению к элементу поверхности  $d\sigma$ :

$$n_{M\sigma} = \frac{1}{4\pi} \frac{n\bar{c}}{L} \cos \vartheta ds d\omega. \quad (64)$$

Вследствие столкновений с другими молекулами, согласно выведенному в предыдущем параграфе равенству (58), путь  $l$  до площадки  $d\sigma$ , беспре-

пятственно пролетят не все эти  $n_{M\sigma}$  молекул, а лишь  $n_{M\sigma} e^{-\frac{l}{L}}$  молекул.

Для того, чтобы подсчитать, какое число молекул  $dn$  подлетает к нашей элементарной площадке  $d\sigma$  по направлению, определяемому положением элементарного конуса  $d\omega$ , надо сложить числа молекул  $n_{M\sigma} e^{-\frac{l}{L}}$ , относящиеся ко всевозможным элементам объема, лежащим внутри элементарного конуса  $d\omega$ . Для этого надо проинтегрировать  $n_{M\sigma} e^{-\frac{l}{L}}$  по  $dl$  от 0 до  $+\infty$ . Получим:

$$dn = \int_0^{\infty} \frac{1}{4\pi} n\bar{c} \cos \vartheta d\omega e^{-\frac{l}{L}} d\sigma \frac{dl}{L} = \frac{n\bar{c}}{4\pi} \cos \vartheta d\omega d\sigma. \quad (65)$$

Таким образом при прочих равных условиях ( $n$ ,  $c$ ) число молекул, подлетающих в единицу времени к единице поверхности стенки под углом

падения  $\vartheta$ , пропорционально  $\cos \vartheta$ . Это положение носит название „закона косинуса“. Мы пишем  $dn$ , а не просто  $n$ , так как это число молекул относится к бесконечно малому телесному углу  $d\omega$ . Проведем из точки  $O$  сферу радиусом, равным единице. Элемент поверхности этой сферы, вырезанный телесным углом  $d\omega$ , и будет как раз мерой телесного угла  $d\omega$ .

Для того чтобы найти общее число молекул, ударяющихся об элемент поверхности стенки  $d\sigma$  в единицу времени, надо проинтегрировать выражение (65) по всей поверхности полусферы, лежащей над рассматриваемой нами стенкой. Одинаковым углом  $\vartheta$  на этой полусфере соответствует шаровой слой  $A$  (рис. 7). Пусть высота этого слоя есть  $dz$ , а  $z$  — длина перпендикуляра, опущенного из какой-либо точки шарового слоя на основание полусферы. Тогда поверхность шарового слоя будет  $2\pi R dz$ , где  $R = 1$ , и интеграл выражения (65), взятый по шаровому слою, даст:

$$\frac{n\bar{c} \cos \vartheta}{4\pi} 2\pi dz d\sigma,$$

или, выражая  $\cos \vartheta$  через  $z$

$$\frac{n\bar{c} z dz d\sigma}{2}. \quad (66)$$

Для того, чтобы распространить наш интеграл на всю полусферу, надо проинтегрировать выражение (66) по  $z$  от нуля до  $R$ , т. е. до единицы. Получим:

$$N_\sigma = \int_0^1 \frac{1}{2} n\bar{c} z d\sigma dz = \frac{1}{4} n\bar{c} d\sigma, \quad (67)$$

и, следовательно, число молекул, ударяющихся в 1 сек об 1 см<sup>2</sup> поверхности:

$$N_1 = \frac{1}{4} n\bar{c} = \frac{nG}{\sqrt{6\pi}}. \quad (68)$$

Вывод выражения (68) основан на том положении, что все направления движения молекул в газе равноценны между собой. Это же положение привело нас в § 2 к максвелловскому распределению скоростей. Таким образом выражение (68) имеет место при максвелловском распределении скоростей. Пользуясь формулами (29) и (32), а также формулой

$$p = \frac{RT}{v} = \frac{nRT}{vn} = \frac{nRT}{N} = nkT, \quad (69)$$

находим:

$$N_1 = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} = p \sqrt{\frac{1}{2\pi mkT}}. \quad (70)$$

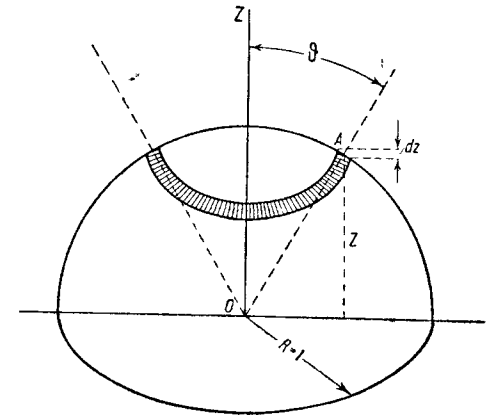


Рис. 7.

При выводе мы исходим из средней скорости молекул  $\bar{c}$ . Если бы мы применили наш вывод не ко всем молекулам вообще, а лишь к молекулам, имеющим некоторую определенную (по величине) скорость  $c$ , то совершенно также нашли бы:

$$N_c = \frac{1}{4} n c, \quad (71)$$

§ 6. Поведение газов при низких давлениях. Мы видели, что длина свободного пути молекул газа обратно пропорциональна давлению. Уменьшая давление, мы неизбежно должны прийти до такого разрежения газа, когда длина свободного пути молекул делается больше линейных размеров того сосуда, в котором заключен газ. Ясно, что в таком случае вероятность того, что данная молекула пролетит до стенки сосуда без столкновения с другими молекулами, будет очень велика. Другими словами молекулы газа будут гораздо чаще сталкиваться со стенками сосуда, чем между собой. Поэтому большинство выводов предыдущих параграфов нельзя без оговорок применять к случаю разреженного газа. В частности закон независимости теплопроводности газа

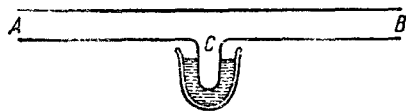


Рис. 8.

и коэффициента внутреннего трения от давления газа основан на обратной пропорциональности числа молекул в единице объема и длины их свободного пути. Раз столкновения молекул газа между собой при низких давлениях перестают быть решающим фактором, то ясно, что в этом случае упомянутый закон перестает быть справедливым. Когда молекулы газа летят от одной стенки до другой без взаимных столкновений, длина свободного пути молекулы определяется расстоянием между стенками независимо от давления. Например, в случае переноса тепла, при увеличении давления в  $n$  раз, во столько же раз увеличивается число молекул, ударяющихся о горячую стенку и уносящих тепловую энергию от этой стенки, а расстояние, на которое каждая молекула уносит полученный ею от горячей стенки запас энергии, остается неизменным. Таким образом уже это элементарное рассуждение показывает, что в случае, когда  $L$  больше линейных размеров сосуда, теплопроводность газа тем меньше, чем меньше давление. На этой зависимости теплопроводности от давления основан, как увидим в главе IV, один из удобных способов измерения низких давлений.

В качестве второго примера существенного отличия явлений в газе при низких давлениях от тех же явлений при высоких давлениях укажем на то, что, когда  $L$  больше линейных размеров сосуда, перестает быть верным закон равенства суммы парциальных давлений газов в смеси во всех точках занятого смесью объема. Так как молекулы обоих газов сталкиваются почти исключительно со стенками сосуда, а не между собой, то каждый газ в предельном случае очень большого  $L$  ведет себя самостоятельно, как будто другого газа в смеси нет. Поэтому если в каком-либо месте  $C$  трубки (рис. 8) давление одного газа поддерживается постоянно очень низким (например путем конденсации газа при

помощи холодильной смеси) и данный газ поступает в трубку с одного конца  $A$ , то в другом конце  $B$  давление этого газа будет очень низким, а именно, равным давлению пара, соответствующему температуре конденсированной фазы; недостаток давления не будет восполняться увеличением плотности другого газа. Напротив, если этот другой газ в конце трубки  $A$  непрерывно из нее удаляется, то диффузия его будет происходить в направлении от  $B$  к  $A$ , как будто первого газа в трубке совсем нет и давление газа в  $B$  будет непрерывно падать. Это обстоятельство имеет решающее значение при достижении предельно высокого вакуума при помощи насосов, работающих с применением паров ртути или других веществ.

Теоретически поведение газа в предельном случае, когда взаимными столкновениями молекул газа между собой можно совершенно пренебречь, хорошо изучено. Переходный случай, когда длина свободного пути соизмерима с размерами сосуда и приходится учитывать как столкновения молекул между собой, так и со стенками сосуда, представляет большие математические трудности. Строгих решений по многим вопросам в этом случае еще не найдено. Приходится ограничиваться полуэмпирическими формулами.

Мы не будем заниматься в этой главе рассмотрением законов поведения газа, когда  $L$  больше размеров сосуда, а вернемся к этим вопросам в соответствующих главах при рассмотрении практических приложений этих явлений в вакуум-технике.

§ 7. Теплоемкость газов. Мы установили в § 1 соотношение между средней кинетической энергией поступательного движения молекул газа и температурой

$$\frac{m\bar{c}^2}{2} = \frac{3}{2} \frac{R}{N} T = \frac{3}{2} kT. \quad (72)$$

Средний квадрат скоростей молекул равен сумме средних квадратов слагающих этих скоростей по осям  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ , т. е.

$$\bar{c}^2 = \bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2.$$

Вследствие полной равноправности всех направлений при движении молекул  $\bar{u}^2 = \bar{v}^2 = \bar{w}^2$ . Таким образом, из (72) следует, что если разбить движение молекул газа на движения по трем осям  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ , то на каждое из этих движений, или, как принято говорить, „на каждую степень свободы поступательного движения молекулы газа“, приходится в среднем одно и то же количество энергии  $\frac{1}{2} kT$ . Кинетическая теория обобщает этот вывод на основании законов „статистической механики“ также и на энергию вращательного движения молекул. В своем общем виде этот закон, называемый „законом равномерного распределения энергии“, выражается так: если мы имеем систему, состоящую из очень большого числа хаотически движущихся частиц, то на каждую степень свободы одной частицы, например на каждое возможное вращательное движение, в среднем приходится количество энергии  $\frac{1}{2} kT$ . Современная физика очень сильно ограничила область применимости закона равномерного



ределения энергии, найдя, что он представляет собой только некоторый предельный случай, к которому квантовые законы распределения энергии приводят при повышении температуры. Но все же в вопросе о теплоемкости газов при обычных температурах этот закон приводит к следствиям, с достаточной точностью оправдываемым опытом.

Возьмем одну граммоллекулу одноатомного газа при температуре  $T$ . Так как граммоллекула заключает в себе  $N$  молекул и так как  $Nk = R$ , то, согласно (72), кинетическая энергия поступательного движения всех молекул нашего газа, с которой мы отождествляем его тепловую энергию  $Q_1$ , будет:  $Q_1 = \frac{3}{2} RT$ . Увеличим температуру нашего газа на  $1^\circ$ .

Тогда запас его тепловой энергии будет  $Q_2 = \frac{3}{2} R(T+1)$ . Молекулярной теплоемкостью  $C_v$  газа при постоянном объеме называется количество тепловой энергии, которое надо сообщить граммоллекуле газа, чтобы поднять ее температуру на  $1^\circ$ . Ясно, что  $C_v$  равно разности  $Q_2 - Q_1$ . Находим:

$$C_v = Q_2 - Q_1 = \frac{3}{2} R(T+1) - \frac{3}{2} RT = \frac{3}{2} R. \quad (73)$$

*Молекулярная теплоемкость одноатомного газа при постоянном объеме равна  $\frac{3}{2} R$ .*

С возможным вращательным движением атома кинетическая теория не считается, исходя из того, что вследствие малых размеров атома кинетическая энергия вращения атома будет исчезающе мала. Экспериментальное определение  $C_v$  оправдывает это допущение.

Если молекула состоит из двух или более атомов, указанное допущение уже не имеет места. Приходится учитывать вращательное движение молекулы, разлагая его на вращение около трех взаимно перпендикулярных осей. На основании закона равномерного распределения энергии по степеням свободы средняя кинетическая энергия поступательного и вращательного движения многоатомной молекулы будет  $\frac{6}{2} kT$ , а запас тепла граммоллекулы многоатомного газа  $\frac{6}{2} RT$ , так как такая молекула имеет всего 6 степеней свободы. Отсюда, подобно (69), находим для многоатомного газа:

$$C_v = \frac{6}{2} R.$$

В случае двуатомной молекулы разложим вращательное движение молекулы на три вращения вокруг трех взаимно перпендикулярных осей. Одну из этих осей проведем через центры обоих атомов, составляющих нашу молекулу. Момент инерции каждого из атомов по отношению к этой оси будет чрезвычайно мал, поэтому вращение вокруг этой оси при подсчете кинетической энергии двуатомной молекулы в расчет опять не принимается. Приписывая каждой из остальных пяти степеней свободы (два вращательных движения и три поступательных) среднюю энергию на одну молекулу  $\frac{1}{2} kT$ , находим для средней кинетической энергии

движения двуатомной молекулы  $\frac{5}{2} kT$  и для молекулярной теплоемкости двуатомного газа  $\frac{5}{2} R$ .

Если при нагревании газ расширяется, то происходит передвижение какого-либо поршня или, в общем случае, какого-либо тела, с которым газ граничит. Так как этот поршень или это тело оказывает давление на газ, то рассматриваемое движение совершается против действия вызванной этим давлением силы, и потому при расширении газа неминуемо совершается работа. Величину этой работы надо добавить при учете теплоемкости к энергии, идущей на увеличение кинетической энергии движения молекул газа. Пусть при увеличении объема газа на  $dV$  запирающий газ поршень передвинулся на  $dl$ , давление газа равно  $p$ , а площадь поверхности поршня  $S$ . Тогда, с одной стороны,  $dV = Sdl$ , с другой — действующая на поршень сила равна  $pS$ , а совершаемая при передвижении поршня работа  $dA$  равна  $pSdl$ . Отсюда находим:

$$dA = pdv. \quad (74)$$

Если газ расширяется при нагревании от объема  $V_1$  до объема  $V_2$ , сохраняя постоянное давление  $p$ , то совершаемая при этом против внешнего давления  $p$  работа

$$A = p(V_2 - V_1). \quad (75)$$

Пусть объему  $V_1$  соответствует температура  $T$ , а объему  $V_2$  — температура  $(T+1)$ . Согласно уравнению Клапейрона  $pV_1 = RT$  и  $pV_2 = R(T+1)$ .

Вычитая почленно первое из этих равенств из второго, находим:

$$p(V_2 - V_1) = R(T+1) - RT = R. \quad (76)$$

(75) и (76) дают:

$$A = p(V_2 - V_1) = R.$$

Работа расширения газа при нагревании на  $1^\circ$  равна газовой постоянной  $R$ . Отсюда заключаем: теплоемкость  $C_p$  граммоллекулы газа при постоянном давлении больше теплоемкости граммоллекулы газа, нагреваемого при сохранении постоянного объема (без расширения), на величину  $R$ :

$$C_p - C_v = R. \quad (77)$$

При переводе механических единиц в калории  $R = 1,985 \approx 2$ . Таким образом для численного значения молекулярных теплоемкостей различных газов находим:

	$C_v$	$C_p$	$\frac{C_p}{C_v}$
газ одноатомный			
(He, Ne, Ar, Hg) ...	$\frac{3}{2} R \approx 3$	$\frac{5}{2} R \approx 5$	1,67
газ двуатомный			
(H <sub>2</sub> , O <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> ) ...	$\frac{5}{2} R \approx 5$	$\frac{7}{2} R \approx 7$	1,40
газ многоатомный			
(CO <sub>2</sub> , NH <sub>3</sub> , CH <sub>4</sub> , HO <sub>2</sub> ) ...	$\frac{6}{2} R \approx 6$	$\frac{8}{2} R \approx 8$	1,33

При обычных температурах (порядка  $0^\circ\text{C}$  и выше) теплоемкости всех действительных газов очень близко совпадают с этими числами. Отступления объясняются тем, что действительные газы не подчиняются вполне строго законам идеальных газов. Приведенная выше таблица практически может быть положена в основу очень многих расчетов, не требующих чрезвычайно большой точности.

**§ 8. Вырожденный газ. Распределение скоростей Ферми.** При очень низких температурах, близких к абсолютному нулю, теплоемкости газов отличаются от данных нашей таблицы. Современная физика объясняет это обстоятельство тем, что положенный в основу приведенного нами вывода закон равномерного распределения энергии по степеням свободы является лишь законом приближенным, близким к истине при сравнительно высоких температурах. Вообще же энергия распределяется между молекулами газа лишь определенными порциями или квантами. При низких температурах на каждую молекулу приходится лишь небольшое количество энергии и, следовательно, малое число квант энергии; это обстоятельство приводит к особому характеру движения молекул газа, совершенно отличному от того, который соответствует закону равномерного распределения энергии по степеням свободы. Это особое состояние газа при низких температурах характеризуют названием „газ в состоянии вырождения“ или „газ вырожденный“. Вырожденный газ характеризуется и другим распределением скоростей, чем максвелловское. Последнее оказывается предельным случаем очень близким к истине при сколь угодно высоких температурах. Практически ни в вакуум технике ни в явлениях газового разряда не приходится встречаться с вырождением химических газов. Иначе обстоит вопрос по отношению к „электронному газу“, состоящему из большого числа беспорядочно движущихся электронов совершенно так же, как любой газ состоит из беспорядочно движущихся атомов или молекул. С электронным газом нам придется иметь дело в газовом разряде, а также при рассмотрении процессов, имеющих место на поверхности граничащих с вакуумом или разрядом металлических электродов. Вопрос о том вырожден ли данный газ или нет зависит не только от его температуры, но и от массы отдельной частицы газа  $m$  и от числа этих частиц  $n$  в  $1\text{ см}^3$ . А именно выводы обычной кинетической теории приложимы лишь, если

$$10\, m k T \gg h^2 n^{\frac{2}{3}}, \quad (78)$$

где  $h$  универсальная физическая постоянная, называемая постоянной Планка ( $6,57 \cdot 10^{-27}$  эрг-сек). Если подставить вместо  $m$  массу электрона и вместо  $h$  его значение, то (78) превращается

$$T \gg 3,5 \cdot 10^{-11} n^{\frac{2}{3}}. \quad (79)$$

Так как  $n$  для электронного газа внутри металла порядка  $10^{22}$ , то электронный газ внутри металла оказывается вырожденным не только при комнатной температуре ( $300^\circ\text{K}$ ) или при температуре раскаленного до ярко желтого или белого каления катода ( $2500\text{—}3000^\circ\text{K}$ ), но и при температурах в 10 раз более высоких. Наоборот, так как для электрон-

ного газа в разряде  $n$  редко превышает  $10^{12}$  и во всяком случае  $< 10^{10}$ , то к электронному газу в разряде мы можем не задумываясь, прилагать максвелловский закон распределения скоростей и все прочие выводы классической кинетической теории газов. Силами электростатических полей, образуемых электронами, мы пренебрегаем так же как „силами сцепления молекул“ в случае идеального газа. Законы квантового распределения энергии являются следствием волновой природы материи. „Волновая механика“, учитывающая эту природу материальных частиц, приводит к необходимости подходить к вопросу о распределении скоростей или энергии, среди частиц газа различно в зависимости от рода частиц. А именно, к различного рода частицам приходится применять различную статистику.

Максвелловский закон распределения скоростей можно получить исходя из термодинамического закона:

$$dS = \frac{dU}{T} \quad (80)$$

и из „классической“ статистики. Основы этой статистики заключаются в том, что трехмерную диаграмму скоростей, точнее количества движения  $p = mv$ , так называемое пространство моментов, в котором за оси координат приняты направления компонентов количества движения  $p_x, p_y, p_z$  разбивают на произвольно малые элементарные объемы и учитывают вероятность какого-либо данного распределения скоростей при соблюдении условия термодинамического равновесия (80). При этом два распределения, отличающиеся друг от друга лишь перестановкой какой-либо частицы  $A$  из одного элементарного объема или элементарной ячейки в другую при одновременном обратном перемещении другой частицы  $B$  из этой второй ячейки в первую, считаются различными. В результате наиболее вероятным распределением оказывается максвелловское<sup>1)</sup>. В „квантовой статистике“ объем каждой элементарной ячейки пространства моментов берется уже не произвольно малым, а равным  $h^3$  ( $h$  — Планковская постоянная). Во-вторых, за частицами не признается индивидуальности. Описанные выше два случая не признаются в этой статистике различными и считаются за один. При отсутствии дальнейших ограничений такая статистика называется статистикой Бозе-Эйнштейна. Согласно волновой механике она приложима к „световым квантам“ или фотонам, т. е. тем частицам, при помощи которых согласно воззрений современной физики происходит перенос световой энергии или шире — энергии электромагнитного излучения всех длин волн. Статистика Бозе-Эйнштейна приводит к закону распределения энергии среди частиц „фотонного газа“ при беспорядочном равновесном излучении и, следовательно, к распределению энергии в спектре равновесного излучения или излучения черного тела, известному под названием закона Планка. Та же статистика приложима к частицам химических газов в вырожденном состоянии.

В случае электронного газа приходится считаться еще с „запретом

<sup>1)</sup> С этим выводом максвелловского распределения, а также распределения Ферми можно ознакомиться по книге К. Дарроу, *Электронная теория металлов и физическая статистика* ГТТИ, 1933.

Паули“, т. е. с тем обстоятельством, что в данной совокупности электронов, каждой ячейке пространства моментов может соответствовать только один электрон. Такой запрет приводит к статистике Ферми-Дирака и к распределению скоростей, которое имеет вид:

$$dn_{u, v, w} = \frac{m^3 g}{h^3} \frac{1}{B^{-1} e^{\frac{m}{2kT}(u^2 + v^2 + w^2)} + 1} du dv dw,$$

где  $dn_{u, v, w}$  число частиц с компонентами скоростей, лежащими в пределах от  $u$  до  $u + du$ , от  $v$  до  $v + dv$ , от  $w$  до  $w + dw$ ,  $B$ —константа,

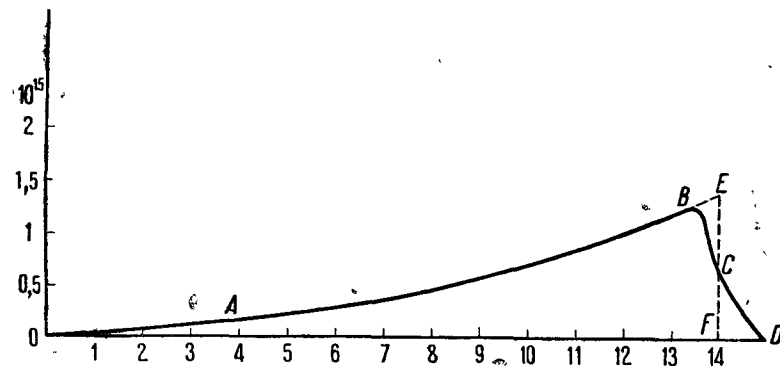


Рис. 9.

зависящая от  $m$ ,  $g$ —константа, в случае электронного газа, равная 2. На рис. 9 сопоставлено распределение скоростей по Ферми при некоторой температуре  $T$  (кривая  $ABCD$ ) и при абсолютном нуле температур (кривая  $AECF$ ). В последнем случае в пространстве моментов заняты все соседние с началом координат ячейки вплоть до ячеек соответствующих некоторой максимальной энергии электронов  $W_i$ . При  $T > 0$  появляются в незначительном количестве более быстрые электроны за счет обеднения ячеек, содержащих электроны с энергией близкой к  $W_i$ . При очень высоких температурах, практически в случае электронов недостижимых, хвост кривой распределения Ферми совпадает с ходом кривой максвелловского распределения. С величиной энергии  $W_i$  и с распределением Ферми нам придется иметь дело в главе VIII в учении о термоионной эмиссии электронов.

## ГЛАВА ТРЕТЬЯ

## ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА ВАКУУМНЫХ НАСОСОВ

§ 1. Скорость действия насоса. Переходя к методам получения низких давлений, мы сосредоточим наше внимание, с одной стороны, на основных принципах действия насосов, с другой — на описании приемов и аппаратуры, наиболее применяемых в практике. Перечня всевозможных видоизменений основных методов и описания различных конструкций мы давать не будем. Все это можно, если понадобится, найти в указанных в введении книжках и в журнальной литературе, приведенной в конце этой книги.

В отношении откачки газа нас, конечно, должен интересовать вопрос, с какой скоростью происходит уменьшение давления газа в откачиваемом сосуде. В общем случае скорость или производительность насоса определяется объемом или массой жидкости, выкачиваемой им в 1 сек. В случае вакуум-насоса это определение не может быть принято. Давление, под которым находится газ в сосуде, непрерывно уменьшается по мере работы насоса. При достаточно большом разрежении масса выкачиваемого в 1 сек газа может стать исчезающе малой, что не мешает, однако, насосу давать большую относительную скорость разрежения оставшегося газа. В этом случае более естественным является определение скорости действия насоса как скорости относительного изменения давления в данном объеме в 1 сек. Поэтому за скорость действия насоса принимается величина, определяемая из равенства:

$$s = - \frac{V dp}{p dt}, \quad (1)$$

где  $p$  — давление в данный момент времени,  $V$  — объем сосуда,  $-\frac{dp}{dt}$  — уменьшение давления в единицу времени.

Кроме отношения скорости изменения давления  $\frac{dp}{dt}$  к давлению  $p$ , здесь введен множителем объем откачиваемого сосуда, так как несомненно при одной и той же „производительности“ насоса давление в сосуде, в два раза большем, будет падать в два раза медленнее.

Пусть в момент  $t_1$  давление газа было  $p_1$ , а в момент  $t_2$  оно стало равным  $p_2$ , причем

$$p_2 < p_1.$$

Из равенства (1) следует:

$$s dt = - V \frac{dp}{p}.$$

Проинтегрируем это выражение:

$$\int_{t_1}^{t_2} s dt = - \int_{p_1}^{p_2} V \frac{dp}{p}$$

Будем понимать под  $s$  среднюю скорость откачки за время  $(t_2 - t_1)$ ; тогда:

$$s(t_2 - t_1) = - V \ln \frac{p_2}{p_1} = V \ln \frac{p_1}{p_2}$$

или

$$s = \frac{V}{t_2 - t_1} \ln \frac{p_1}{p_2} = 2,3 \frac{V}{t_2 - t_1} \lg \frac{p_1}{p_2}, \quad (2)$$

где 2,3 — переводной фактор для перехода от натуральных логарифмов к обыкновенным. Эта формула носит название уравнения Геде. Выясним физическое значение  $s$ . Принимая, что температура остается постоянной, имеем по закону Бойля-Мариотта после изменения  $p$  на  $dp$  и  $V$  на  $dV$ :

$$pV = (p + dp)(V + dV). \quad (3)$$

Увеличение объема на  $dV$  произошло вследствие того, что часть газа проникла в насос из выкачиваемого сосуда. Выражение (3) дает:

$$pV = pV + pdV + Vdp + dVdp.$$

Пренебрегая бесконечно малой величиной второго порядка, получаем:

$$pdV + Vdp = 0 \quad \text{или} \quad -V \frac{dp}{p} = dV$$

и далее:

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dt} = - \frac{1}{V} \frac{dV}{dt}$$

Вставляя последнее выражение в (1), находим:

$$s = \frac{dV}{dt}. \quad (4)$$

Таким образом  $s$  есть отношение объема газа, выкачанного за время  $dt$ , к  $dt$  или, другими словами, выкачиваемый объем газа, отнесенный к 1 сек, причем этот объем должен быть измерен при давлении, существующем в сосуде в тот момент времени, к которому относится  $s$ .

Таким образом, если, например, скорость насоса при давлении 0,01 мм — 1400 см<sup>3</sup>/сек, то конкретно это значит, что объем газа, выкачанного насосом в 1 сек из замкнутого пространства, где существует давление в 0,01 мм, равен 1400 см<sup>3</sup>, причем объем газа измерен при том же давлении. Расчетной формулой является формула (2).

Можно дать и другое истолкование скорости действия насоса. Пусть в объеме  $V$  существует давление  $p_1$  и за время  $t_2 - t_1 = 1$  сек оно уменьшилось в  $e$  раз, где  $e$  — основание натуральных логарифмов.

Тогда  $\frac{p_1}{p_2} = e$ , и скорость действия насоса оказывается равной:

$$s = \frac{V}{1} \ln e = V \quad (5)$$

или словами: скорость действия насоса равна такому объему, в котором данный насос понижает давление в течение 1 сек в  $e$  раз.

Более точное выражение скорости действия в дифференциальной форме дает равенство:

$$s = - \frac{V}{p - p_0} \frac{dp}{dt}, \quad (6)$$

где  $p_0$  — наименьшее давление, которое может дать насос. Но для целей практики достаточно точной является указанная выше формула (1), которой мы и будем пользоваться, и которая получается в предположении, что конечное давление  $p_0$  чрезвычайно мало по сравнению с начальным, так что им можно пренебречь. При употреблении современных насосов высокого вакуума это допущение вполне законно.

§ 2. Классификация насосов. Все насосы, употребляющиеся в вакуум-технике, характеризуются следующими тремя параметрами: 1) начальным давлением, при котором насос начинает работать, 2) конечным давлением или разрежением, которое он позволяет достигнуть, и 3) скоростью действия.

По тому начальному давлению, с которого начинается работа насоса, и по степени разрежения, которую насос может дать, насосы делятся на две большие группы:

I. группа — Насосы предварительного разрежения или насосы фор-вакуумные. Эта категория насосов не требует для своей работы, чтобы в пространстве, куда выходит газ из насоса, было пониженное давление; выбрасывающая газ трубка может прямо выходить в атмосферу, но зато эти насосы не могут давать очень высоких степеней разрежения.

II. группа — Насосы высокого вакуума. Необходимым условием работы насосов этой группы является предварительное разрежение пространства, куда выходит газ, так называемый фор-вакуум. К этой группе относятся все насосы, дающие предельный достижимый в настоящее время вакуум.

Схема обычной установки для получения высокого вакуума представлена на рис. 10а, где I — насос первой группы, а II — насос, дающий высокий вакуум и принадлежащий ко второй группе. Так как действие всякого насоса в значительной степени зависит от того давления, против которого он действует, то нередко применяется схема последовательного соединения трех и более насосов (Рис. 10в).

Помимо приведенной классификации, отдельные типы насосов характеризуют в их названии указанием на совершающийся в них физический процесс: например, диффузионный насос, конденсационный насос, или указанием на существенную деталь конструкции: поршневой насос, ротационный насос. Для более полного определения сюда присоединяют еще указание участвующего в работе насоса вещества. Таким образом получают названия: „водоструйный насос“, „масляный ротационный насос“, „конденсационный ртутный насос“ и т. д.

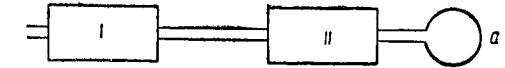


Рис. 10а.

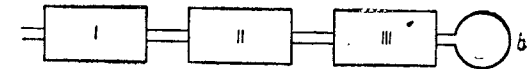


Рис. 10в.

§ 3. Масляные поршневые и ротационные насосы. Масляные поршневые и ротационные насосы используют принцип „засасывания газа“ в насос и его последующего механического выталкивания. Первый поршневой вакуумный насос был построен бургомистром города Магдебурга Герике в XVII в.<sup>1)</sup> Один из наиболее совершенных насосов этого типа представлен на рис. 11. Употреблявшиеся ранее поршневые насосы не могли дать высокого разрежения из-за наличия в них так называемого вредного пространства, которое образуется вследствие того, что при крайних положениях поршня он никогда не заполняет всего пространства цилиндра: под поршнем всегда имеется остаток воздуха, который при действии насоса лишь попеременно сжимается и расширяется и не может быть удален из цилиндра. Для уничтожения этого недостатка в насосах новейших конструкций стали применять в качестве уплотняющей жидкости, масло, заполняющее вредное пространство.

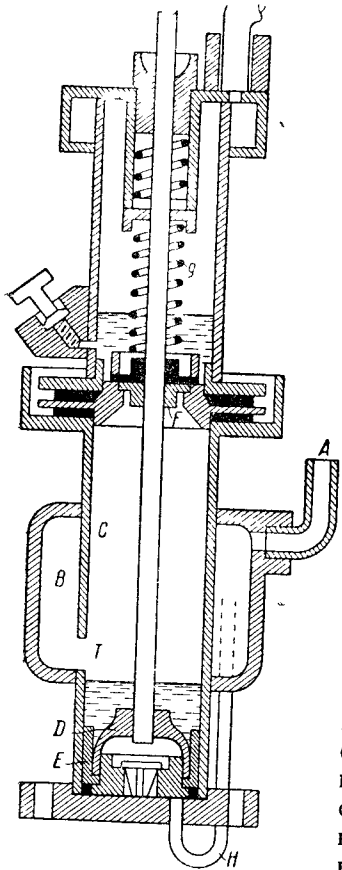


Рис. 11.

В насосах Герике высота получаемого разрежения зависит от числа работающих цилиндров и достигает в наиболее совершенных насосах этого типа при двух цилиндрах (причем один цилиндр служит фор-вакуумом для другого) 0,05 мм.

Трубка A (рис. 11) соединяет выкачиваемый сосуд с пространством B, в нижней части которого находится отверстие T, соединяющее B с цилиндром C насоса. Поршень D снабжен кожаным кожухом с манжетами E. Часть пространства над поршнем заполнена маслом. Чем сильнее разница давлений, тем сильнее манжеты E прижимаются к стенкам цилиндра. Когда поршень D поднимается, он закрывает отверстие T и сжимает воздух в C до момента открытия обратного клапана F, который позволяет пройти этому сжатому воздуху в пространство g. Нижняя часть пространства g наполнена также маслом, которое соединяется с маслом, поднимаемым манжетами, причем воздух выходит пузырьками через масло.

Таким образом вредное пространство уничтожено. Когда поршень D опускается, клапан опять закрывается с помощью пружины и разделяет оба масляные пространства. При опускании поршня D в цилиндре C образуется разрежение до момента открытия отверстия T, после чего в C устремляется воздух из откачиваемого сосуда. Затем процесс повто-

<sup>1)</sup> Вспомним обычно приводимый в курсе элементарной физики опыт Герике с магдебургскими полушариями.

ряется. Трубка H, соединяющая пространство B с дном корпуса C, служит для предотвращения прилипания манжеты ко дну корпуса C.

Для работы этих насосов, так же как и для рассматриваемых далее ротационных масляных, фор-вакуум не необходим.

В ротационных масляных насосах движение поршня в полном цилиндре взад и вперед заменено непрерывным вращательным движением сплошного металлического цилиндра. Образование камер с разреженным пространством, в которое устремляется газ из откачиваемого сосуда, и последующее выталкивание этого газа наружу достигаются следующим образом. Сплошной цилиндр D (рис. 12) находится внутри полого цилиндра E, большего диаметра и плотно касается его по одной из своих образующих<sup>1)</sup>. По одному из диаметров цилиндра D в нем имеется сквозная прорезь. В эту прорезь вставлены две лопаточки a и b. Помещенная между их концами пружина c плотно прижимает лопаточки к внутренней поверхности полого цилиндра E. Пусть цилиндр D в некоторый данный момент времени проходит через положение, изображенное на рис. 12, вращаясь по направлению, указанному стрелкой. Тогда в рассматриваемый момент времени камера A<sub>1</sub> увеличивается, и в нее поступает газ из откачиваемого сосуда через отверстие B. Камера A<sub>2</sub> уменьшается в объеме, и из нее газ выталкивается через отверстие C, снабженное клапаном. В камере A<sub>3</sub> в рассматриваемый момент газ просто переносится от входного отверстия к выпускному. Через некоторое время, когда конец лопаточек дойдет сперва до отверстия C, а затем до отверстия B, роли камер переменятся, как это легко проследить на рис. 12. Если бы в поршневом насосе (рис. 11) не было клапанов, то этот насос совершенно не мог бы работать, так как при движении поршня не получалось бы никакого разрежения. В ротационном масляном насосе клапан у выходного отверстия играет несколько иную роль. Пространство около входного отверстия всегда изолировано от выпускного отверстия благодаря плотному прилеганию цилиндра D и лопаточек к внутренней поверхности цилиндра E. Уплотнение здесь еще увеличено постоянным присутствием масла на стенках. Поэтому при вращении цилиндра D газ всегда будет „засасываться“ через отверстие независимо от наличия выпускного клапана. Но только если этого клапана не будет, газ станет устремляться снаружи (из атмосферы, если насос работает непосредственно на атмосферу) внутрь насоса вся-

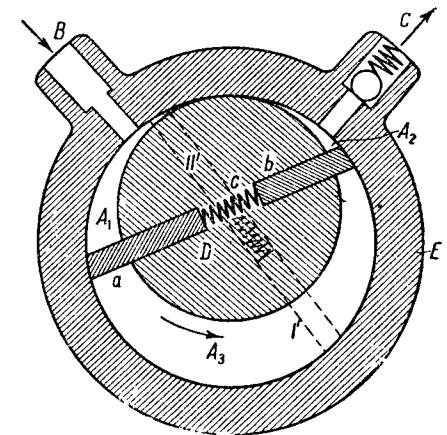


Рис. 12.

<sup>1)</sup> В некоторых типах ротационных масляных насосов на внутренней стороне цилиндра E выточена цилиндрическая ложбинка, диаметром равная диаметру D, так что цилиндр D прилегает к цилиндру E не по одной образующей, а по всей поверхности ложбинки.

кий раз, как соответствующая лопаточка будет проходить мимо выпускного отверстия, соединяя это отверстие с очередной камерой. При дальнейшем вращении цилиндра  $D$  этот газ был бы опять вытолкнут наружу, но работа насоса будет сильно затруднена по сравнению со случаем, когда имеется выпускной клапан, так как давление, испытываемое лопаточкой, вместо того чтобы постепенно увеличиваться до давления, при котором открывается выпускной клапан, сразу, как только откроется отверстие, будет равно давлению в выпускной трубе. Кроме того, благодаря существованию этого большого давления в течение

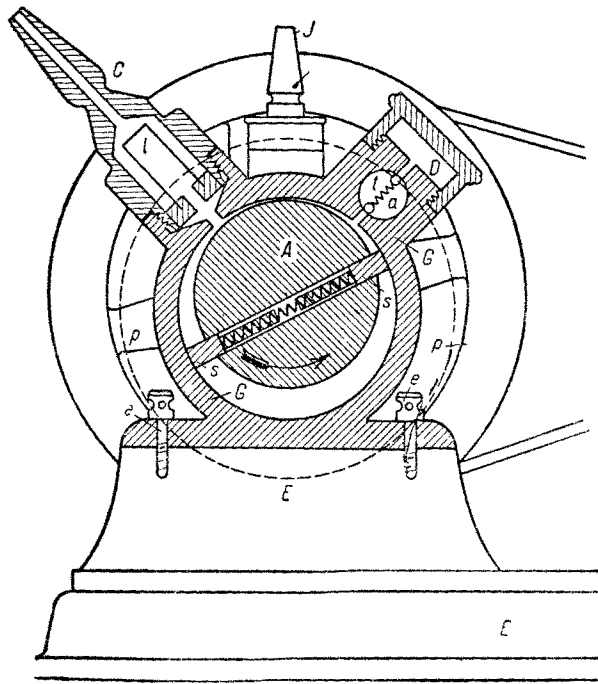


Рис. 13а.

большого промежутка времени увеличивается вероятность проникновения газа через масляное уплотнение во „всасывающее“ пространство в цилиндре  $E$ . Все же такое несколько второстепенное назначение клапана позволяет не делать его в виде обычного плотно притертого к стенкам отверстия тела вращения, и сильно упрощает его конструкцию. На рис. 13а клапан представляет собой шарик на пружине, закрывающий отверстие. Таково устройство клапана в первоначальной конструкции ротационного масляного насоса, данной немецким физиком Геде. Насосы этой конструкции, первой по времени изготовления, не отличаются большими достоинствами как в отношении скорости действия, так и предельного достижимого вакуума (порядок одной десятой миллиметра для нового неизношенного насоса). Но эти насосы невелики по своим размерам, требуют немного масла, легки и дешевы. Они обычно имеются во всех физических кабинетах. Прототип их изготовлялся фирмой Лейбольд в Кельне; в настоящее время они изготовляются и у нас в СССР. Типичная особенность этой конструкции масляного ротационного насоса состоит в том, что масло налито лишь в пространстве  $F$  (рис. 13б) и отсюда подается на ось вращающегося цилиндра внутри насосной камеры благодаря движению металлического кольца  $g$ , увлекаемого трением и опущенного нижним краем в масло. Более совершенную конструкцию, нашедшую широкое применение в вакуумном производстве,

представляет собой насос, который мы назовем насосом типа Пфейфера, схематически изображенный на рис. 14. Насосы такого устройства изготовляются несколькими иностранными фирмами — Симменс, Пфейфер, Ценко и др. В СССР их изготовляют в механических мастерских завода „Светлана“ в Ленинграде и на „Электрозаводе“ в Москве. Существенное отличие этих насосов от насосов типа Геде заключается в том, что тело, в котором выточена цилиндрическая полость (рис. 14), целиком погружено в масло. Таким образом получается очень надежная защита от возможности проникновения в насос воздуха через недоста-

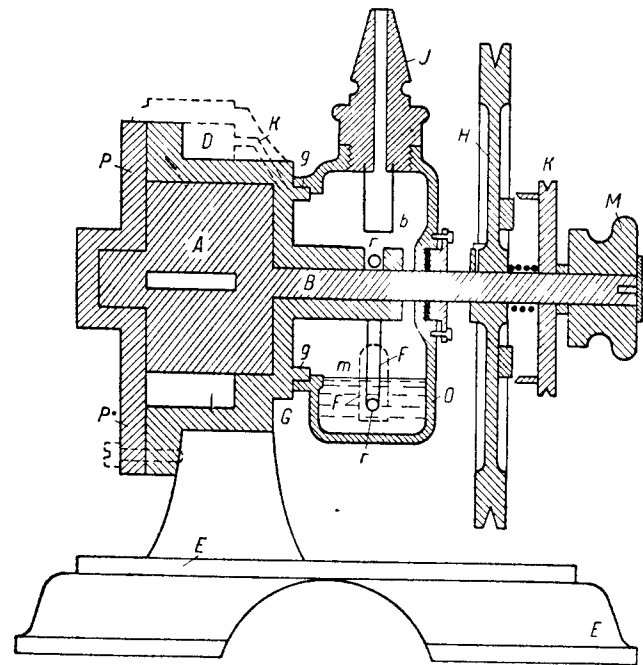


Рис. 13б.

точно уплотненные места соединения различных частей. В насосах Симменса, первоначальных насосах Пфейфера и в насосах, изготавливаемых у нас, масло просто налито в большой металлический короб, окружающий всю рабочую часть насоса. В более новых насосах Пфейфера короб заменен металлической рубашкой с более или менее узким пространством между ее стенками и телом насоса. Выпускной клапан обычно устроен в виде сплошной стальной плоской пластинки Кл. (рис. 14), лежащей под маслом на другой такой же пластинке, снабженной рядом отверстий, через которые газ вырывается, подымая кверху пластинку. В некоторых типах насосов не сделано выпускной трубки, а газ идет непосредственно через масло, заполняющее внешний короб насоса. Движение пластинки выпускного клапана сопровождается в масляных ротационных насосах характерным стуком. Когда в откачиваемом сосуде много газа, газ сильно демфирует движение клапана, стук получается

заглушенный, „мягкий“. Когда давление в насосе уменьшается до десятых долей миллиметра Hg, стук насоса становится резким и громким. Если внезапно впустить в откачиваемый сосуд воздух, стук резко изменяется, слышатся звуки, похожие на захлебывание. Таким образом, обращая внимание на звук, издаваемый насосом, можно судить о качестве работы насоса и о моменте достижения более или менее хорошего вакуума, а также заметить внезапное нарушение целостности откачиваемой

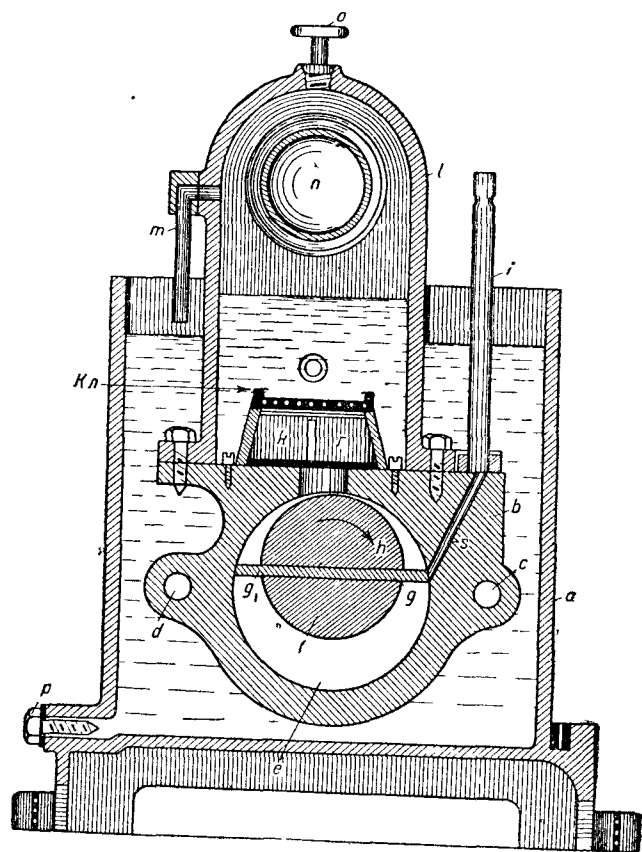


Рис. 14.

вакуумом системы <sup>1)</sup>. Вследствие некоторого несовершенства выпускного клапана, имеющего место во всех насосах типа Пфейфера, при остановке такого насоса через некоторое короткое время в насос проникает воздух и гонит масло из насоса во входную трубку. Чтобы избежать проникновения масла в трубку вакуумной системы, на близком расстоянии от насоса ставят кран, а между краном и насосом помещают стеклянный шар объемом 1—1½ л. Масло, дойдя до этого шара,

<sup>1)</sup> Отсюда применяемые на практике выражения: „насос заработал“, „насос стучит“, „насос захлебывается“.

пропускает давящий на него со стороны насоса воздух в виде булькающих и пенящихся масло пузырьков и само дальше не распространяется. Другой способ обезопасить вакуумную установку от проникновения масла состоит в помещении во входной трубке насоса трехходового крана. Тотчас же после размыкания рубильника мотора, вращающего насос, входную трубку насоса отключают при помощи этого крана от вакуумной системы и соединяют с атмосферным воздухом. Можно также устраивать автоматический затвор для масла в виде шлифа, пробка которого (полая стеклянная запаянная трубка) плавает в масле и прижимается им к шлифу, или в виде легкого стеклянного шарика, лежащего в вертикальной трубке на круглом ее сужении. Шарик под давлением струи газа подскакивает кверху и пропускает газ, а под действием давления масла, попавшего в верхнюю часть трубки, плотно закрывает находящееся под ним отверстие и не пропускает масла в нижнюю часть

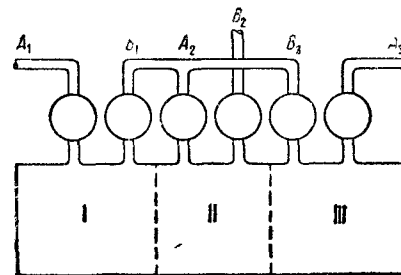


Рис. 15.

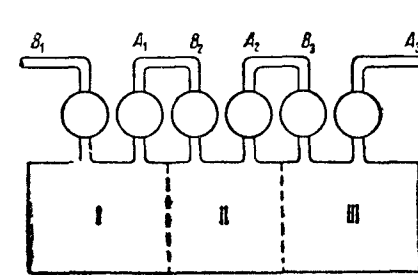


Рис. 16.

трубки. Последние типы насосов, выпускаемых Пфейфером, снабжены уже в самом насосе автоматическим приспособлением, препятствующим забрасыванию масла в откачные трубки <sup>1)</sup>.

Каждый ротационный масляный насос может работать непосредственно на атмосферу, но все же работа такого насоса тем лучше и конечное давление в откачиваемом сосуде тем ниже, чем меньше давление в том пространстве или той трубке, куда насос выталкивает выкачиваемый им газ. Поэтому очень часто два и даже три ротационных масляных насоса соединяют последовательно один за другим. Это достигается, например различными комбинациями стеклянных и резиновых трубок, присоединенных к впускным и выпускным трубкам трех насосов, находящихся в одном и том же масляном коробе и приводимых в движение одним и тем же электромотором. Рис. 15 дает схему, в которой насосы I и III каждый в отдельности соединены последовательно с насосом II. На рис. 16 I, II и III соединены последовательно один за другим. На этих чертежах через A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub> и A<sub>3</sub> обозначены входные трубки насосов, через B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub> и B<sub>3</sub> — выпускные.

Для заливки ротационных масляных насосов за границей применяется специальное „вакуумное масло“ („vacuum — oil“) <sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> Немцы называют забрасывание масла обратным ударом масла „Oelrückschlag“.

<sup>2)</sup> Это название применяется к маслу, выдержанному под вакуумом и потому отдавшему заключавшуюся в нем влагу и летучие вещества.



В СССР принято употреблять так называемое масло „Вольта А“, но можно, конечно употреблять и другие масла подходящего качества. Требования, которые предъявляются к маслу для заливки насосов, следующие: масло не должно быть лишено вязкости при высоких температурах и не должно быть слишком густым при низких. В последнем случае при пуске в ход требуется специальное подогревание насоса. Масло должно быть чистым, не содержать никаких механических примесей, так как последние могли бы нарушить плотность притирки движущихся частей насоса. Масло должно быть по возможности мало гигроскопично и не должно выделять в вакууме большого количества газов и паров. Температура воспламенения масла должна быть достаточно высокой.

Уход за ротационным масляным насосом состоит в том, чтобы по возможности не допускать проникновения в насос механических примесей к маслу и периодически производить чистку масла (процеживание, обезвоживание) и всех частей насоса. Не следует допускать длительного перекачивания насосом атмосферного воздуха через открытую входную трубку или изъём в установке, так как при этом масло сильно нагревается. Из частей насоса починки чаще всего требует клапан.

Скорость действия ротационного масляного насоса зависит от его размеров. Она различна при разных давлениях откачиваемого газа. Об этой последней зависимости может дать представление табл. 1.

Предельное давление, достижимое при долговременной откачке насосами системы Пфейфера при хорошем за ними уходе и не слишком большой изношенности, — тысячные доли миллиметра; в худшем случае — одна — две сотые. Совершенно новые насосы при соединении трех насосов последовательно дают (согласно рекламным объявлениям изготовляющих их фирм) вакуум до 0,00015 мм Hg.

Таблица 1<sup>1)</sup>

Время действия в сек	Давление в мм Hg	Скорость действия в см <sup>3</sup> /сек	Время действия в сек	Давление в мм Hg	Скорость действия в см <sup>3</sup> /сек
0	760	125	180	0,015	327
30	522,7	202	210	0,0035	485
60	285,4	592	240	0,0025	112
90	48,1	1990	270	0,0024	13,6
120	0,12	366	Далее скорость действия такого же порядка		
150	0,04				

В настоящее время масляные ротационные насосы представляют собой необходимую принадлежность всякой вакуумной лаборатории и каждого

<sup>1)</sup> Эта таблица взята нами из книги Дюнуайе, *La technique du vide*, Paris, 1924, стр. 29.

вакуумного производства. В очень большом числе случаев насосное хозяйство производства этими насосами и ограничивается и дальнейшее улучшение вакуума в откачиваемых изделиях достигается химическими и электрохимическими способами („аблиц“, применение щелочных и щелочно-земельных металлов), которыми мы займемся в главе V этой книги.

§ 4. Молекулярные насосы. Переходя к насосам высокого вакуума, заметим, что ртутные насосы, основанные на механическом принципе получения вакуума („засасывание“ и „выталкивание“ газа) и на принципе Торичелли, имеют в настоящее время лишь исторический интерес. Теперь эти насосы окончательно вытеснены комбинацией: хорошего ротационного масляного насоса и насоса высокого вакуума, основанного на одном из новых принципов получения вакуума. Поэтому мы коснемся лишь вскользь некоторых из старых насосов в последнем параграфе этой главы, а теперь перейдем к описанию молекулярного насоса, предложенного Геде [1, 2, 3] в 1912 г. и усовершенствованного впоследствии Гольвеком [4, 5].

Молекулярные насосы основаны на явлении внешнего и внутреннего трения в газах. Пусть имеются две пластинки, причем расстояние между ними равно приблизительно 0,1 мм, а ширина специально выточенного зазора А равна нескольким миллиметрам (рис. 17); и пусть верхняя пластинка неподвижна, а нижняя движется в направлении стрелки.

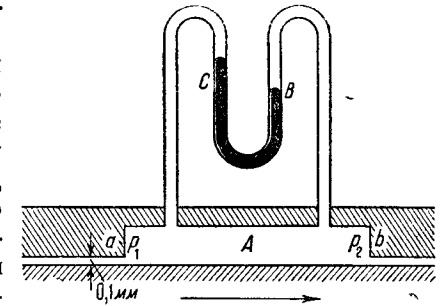


Рис. 17.

Нижняя пластинка в своем движении увлекает соседний слой газа.

Этот слой увлекает следующий и т. д. Благодаря такому увлечению газа в направлении стрелки давление на стенку *b* будет выше, чем на стенку *a*, и ртуть в колене манометра *C* будет стоять выше, чем в колене *B*. Если среднее давление газа велико и на пути от верхней пластинки до нижней молекула газа испытывает большое число столкновений, то в полости *A* установится довольно сложное „вихревое“ движение газа как целого: около нижней пластинки газ будет двигаться от *a* к *b*, в непосредственной близости к верхней пластинке газ будет неподвижен, между этими двумя слоями будет находиться слой газа,двигающийся от *b* к *a*. Опыт показывает, что между *a* и *b* будет устанавливаться некоторая разность давлений, зависящая от скорости движения нижней пластинки, от толщины полости *A* и от природы газа. От абсолютной величины давления в полости *A* эта разность давлений, как показывает подсчет, зависеть не будет.

Если расстояние между пластинками много меньше, чем длина свободного пути молекул газа при данных условиях, то обратного тока газа в полости *A* существовать не будет; каждая молекула, ударившаяся о движущуюся стенку, будет лететь до противоположной неподвижной стенки, сохраняя полученный от движущейся стенки избыток количества движения в направлении движения этой стенки. Вследствие этого



у конца  $b$  нашей полости число  $n$  молекул, приходящихся на  $1 \text{ см}^3$ , будет увеличиваться и начнется диффузия молекул в направлении от  $b$  к  $a$ . В результате получится некоторое стационарное состояние. Если ширина нашей полости много меньше длины свободного пути, то этот случай легко поддается подсчету. К нему можно приложить формулу Кнудсена, определяющую движение газа по трубке при длине пути много большем диаметра трубки. Согласно этой формуле, подробный разбор которой мы дадим в главе VI, количество газа, протекающего по трубке в  $1 \text{ сек}$  при давлениях на концах трубки  $p_2$  и  $p_1$ , прямо пропорционально разности этих давлений ( $p_2 - p_1$ ). Выражая это количество газа через произведение объема на давление и обозначая через  $p = \frac{p_1 + p_2}{2}$  — среднее давление газа в трубке, напишем:

$$pV = U_1(p_2 - p_1), \quad (7)$$

где  $U_1$  обозначает количество газа, протекающего по трубке в  $1 \text{ сек}$  при разности давлений на концах в  $1 \text{ бар}$ . В нашем случае газ в своей массе неподвижен, движется стенка, но это дела не меняет, так как относительное движение газа и стенки будет то же. Обозначим скорость движения газа в трубке через  $w$ . В нашем случае  $w$  будет обозначать среднее арифметическое между скоростями движения обеих стенок по отношению к газу, т. е. половину скорости движения нижней стенки (рис. 17).

Если  $s$  — поперечное сечение трубки — в нашем случае поперечное сечение полости  $A$  — то объем газа, протекающего в  $1 \text{ сек}$ ,  $V = sw$ , и формула (7) принимает вид:

$$psw = U_1(p_2 - p_1). \quad (8)$$

Заменяя  $p$  через  $\frac{p_2 + p_1}{2}$ , вставляя это выражение в (8) и, деля правую и левую части на  $p_1$ , будем иметь:

$$\frac{sw}{2} \left( \frac{p_2 + p_1}{p_1} \right) = U_1 \left( \frac{p_2}{p_1} - 1 \right). \quad (9)$$

Решая это уравнение относительно  $\frac{p_2}{p_1}$ , находим:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\frac{sw}{2} + U_1}{U_1 - \frac{sw}{2}} = \frac{U_1 + \frac{s}{2}}{U_1 - \frac{s}{2}}. \quad (10)$$

Формула (10) показывает нам, что при определенной скорости движения стенки и, следовательно, при данном  $w$  отношении давлений в точках  $b$  и  $a$  по концам полости будет величиной постоянной. Кроме того, из равенства (10) нетрудно усмотреть, что при  $w = 0$   $p_1 = p_2$ , а затем с увеличением скорости движения стенки отношение давлений на концах полости  $\frac{p_2}{p_1}$  будет возрастать<sup>1)</sup>. В молекулярном насосе, передви-

<sup>1)</sup> Случай, когда  $\frac{U_1}{w}$  делается меньше  $\frac{s}{2}$ , нереален, так как формула скорости движения газа по трубке применима лишь для случая, когда эта скорость меньше скорости теплового движения молекул.

гается не плоская стенка, а вращается цилиндр. Общая схема такого насоса изображена на рис. 18.

Внешний цилиндр  $A$  неподвижен, внутренний  $B$  вращается и может делать несколько тысяч оборотов в минуту. Зазор между цилиндрами  $A$  и  $B$  делается несколько возможно узким, чтобы устранить течение газа по этому зазору. Превыше полости  $ab$  соответствует теперь выфрезированное во внешнем цилиндре расширение зазора  $cd$ . Мы не будем останавливаться на подробном описании молекулярного насоса Геде. Практически этот насос почти неприменим, так как требует чрезвычайно тщательного ухода и весьма легко выбывает из строя. Практически приемлемый тип молекулярного насоса представляет собой насос Гольвека, имеющий перед насосом Геде то преимущество, что он более прост. Вращающаяся часть полностью находится в фор-вакууме без выхода наружу, чем устраняются всевозможные потери и утечки.

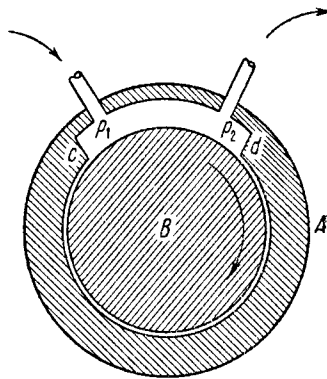


Рис. 18.

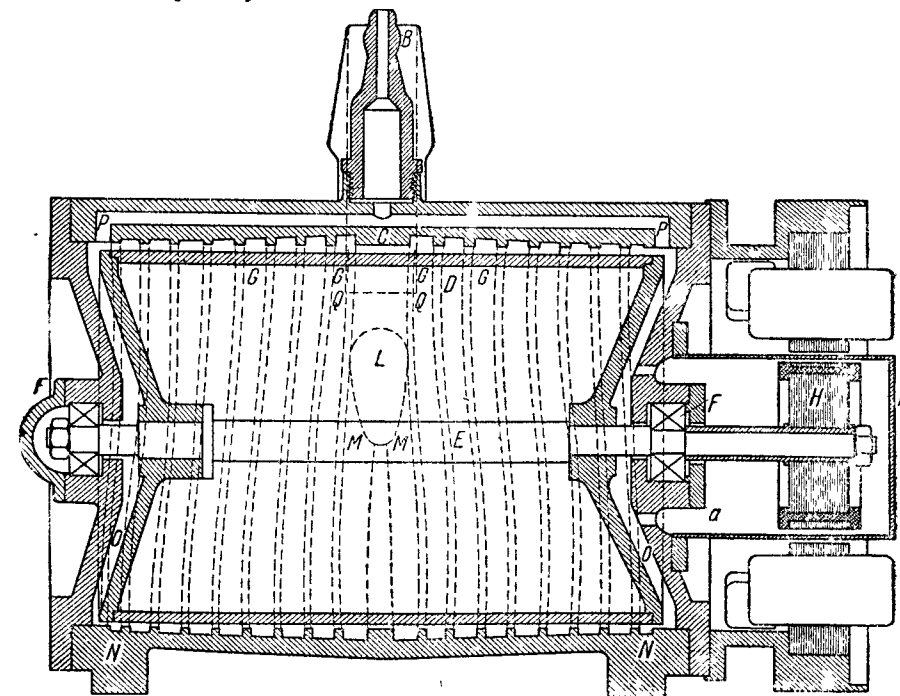


Рис. 19.

В этом насосе (рис. 19) вращающаяся часть — гладкий цилиндр, неподвижный же цилиндр имеет винтообразный желоб, плавно переходя-

щий от больших сечений в середине к малым на концах. Вследствие введения вращающейся части со всеми подшипниками полностью в фор-вакуум исключается возможность попадания смазочного масла в рабочую часть насоса. Зазор между стенками цилиндров уменьшен до 0,03 мм. Вследствие большего диаметра цилиндра (а, следовательно, и большей скорости по окружности) и большего сечения винтовой спирали количество выкачиваемого в 1 сек газа в насосе Гольвека значительно. Нарезка кончается на середине цилиндра  $C$  у отверстия  $L$  боковой трубки, присоединяемой к выкачиваемому сосуду. Противоположные концы нарезки начинаются перед отверстиями канала  $PP$  и сообщаются с помощью трубки  $B$  с насосом фор-вакуума. Уменьшение глубины нарезки от середины к концам сделано, принимая во внимание уменьшение длины свободного пути молекулы по мере прохождения спирали (вследствие увеличения давления). Вращающийся цилиндр состоит из бронзовой или дуралюминиевой трубы с гладкой поверхностью. На концах цилиндра прикреплены солидные флянцы, через которые пропущена ось вращения,  $F$  — шарикоподшипники. На конце оси находится ротор  $H$  небольшого асинхронного двигателя. В междужелезном пространстве помещаются очень тонкие стенки коробки  $K$ , сообщаемой с внутренней полостью насоса через отверстие  $a$ . Таким образом достигается смещение всей вращающейся части в фор-вакууме без выхода наружу. Малая толщина стенок коробки имеет целью уменьшение потерь от токов Фуко. Для смазки шарикоподшипников достаточно капли вазелинового масла, впускаемого раз в три месяца. Скорость вращения насоса — 4000 об/мин; диаметр вращающегося цилиндра — 150 мм; длина цилиндра — 200 мм. Для сравнения приведем следующие цифры: скорость действия молекулярного насоса Гольвека —  $2300 \text{ см}^3/\text{сек}$ , скорость действия молекулярного насоса Геде —  $1200 \text{ см}^3/\text{сек}$ , скорость действия ртутного ротационного насоса Геде —  $130 \text{ см}^3/\text{сек}$  — при  $p_{\text{нач}} = 0,1 \text{ мм Hg}$  и  $p_{\text{кон}} = 0,001 \text{ мм Hg}$  для всех трех насосов.

Так как согласно формуле (10) отношение давлений газа у выходной трубки насоса и  $p_1$  у входной (со стороны откачиваемого сосуда) является величиной постоянной, то конечное разрежение, даваемое молекулярным насосом, тем больше, чем ниже давление в фор-вакууме. Однако не следует думать, что, уменьшая давление фор-вакуума или соединяя последовательно несколько молекулярных насосов, можно получить сколь угодно высокий вакуум. Препятствием к этому служит обратное просачивание газа через узкую часть зазора между подвижным и неподвижным цилиндрами. Иллюстрацией может служить табл. 2, относящаяся к насосу Геде.

Пределный вакуум, достижимый при помощи молекулярного насоса, надо оценивать в  $10^{-7} \text{ мм Hg}$ .

Формула (7) дает нам возможность судить о действии молекулярного насоса по отношению к различным газам. Согласно формуле Кнудсена  $U_1$  обратно пропорционально квадратному корню из плотности газа. Чем больше будет плотность газа, тем меньше будет  $U_1$ , тем меньше будет знаменатель выражения (10) и тем больше отношение  $\frac{p_2}{p_1}$ . Отсюда заключаем, что водород будет откачиваться молекулярным насосом хуже других газов.

Большое преимущество молекулярного насоса перед насосами, работающими при помощи паров ртути, заключается в отсутствии необходимости замораживания этих паров. Можно сказать, что молекулярный насос откачивает все.

Таблица 2

Число оборотов	4000	4000	4000	4000	6000	8200	12000	12000	12000
Давление в фор-вакууме в мм Hg	20	10	1	0,1	0,1	0,1	10	1	0,1
Давление в высоком вакууме в мм Hg	3	$80 \cdot 10^{-3}$	$0,03 \cdot 10^{-3}$	$0,03 \cdot 10^{-3}$	$10^{-5}$	$10^{-6}$	$3,10^{-5}$	$0,5 \cdot 10^{-5}$	$10^{-7}$

Молекулярный насос боится малейших механических загрязнений и всяких газов и паров, могущих действовать на металл цилиндров, так как всякое изменение ширины зазора приводит либо к „заеданию“ вращающегося цилиндра, либо к просачиванию газа через зазор. Этим обуславливаются соответствующие меры ухода за молекулярным насосом.

§ 5. Ртутные диффузионные и конденсационные насосы. Хотя в момент изобретения молекулярного насоса Геде этот насос давал степень вакуума, удовлетворяющую всем поставленным в то время требованиям, механические трудности его изготовления и повышенные требования ухода за этим насосом побудили Геде<sup>[6]</sup> искать нового решения задачи достижения высокого вакуума. С этой целью Геде проанализировал явление взаимной диффузии газов при очень низких давлениях, когда длина свободного пути больше диаметра той трубки, в которой происходит диффузия. Этот теоретический анализ, во-первых, привел Геде к установлению отмеченного нами на стр. 38 факта, что при этих условиях отпадает закон равенства суммы парциальных давлений во всех частях трубки. Отсюда Геде, вопреки существовавшему до того времени мнению, заключил, что, пользуясь каким-либо ртутным насосом и вымораживая пары ртути на пути между насосом и откачиваемым сосудом, можно получить в этом последнем давление газа меньше, чем давление паров ртути у входного отверстия насоса. Во-вторых, Геде пришел к мысли, что для непрерывной откачки газа из сосуда можно воспользоваться явлением независимой встречной диффузии какого-либо пара и откачиваемого газа через узкое отверстие или узкую трубку, если озарботиться удалением газа диффундирующего через отверстие. Эти соображения Геде проверил на опыте и в 1914 г., накануне империалистической войны, построил „диффузионный насос“. В то время американский физик Ленгмюр, занявшийся электронными явлениями в высоком вакууме, в поисках методов достижения высокого вакуума применил способ увлечения газа струей пара, лежащий в основе действия так называемых эжекторных насосов. Но только зная, что такое увлечение

или засасывание газа струей жидкости или пара не может привести к высокому вакууму, Ленгмюр воспользовался не только механическим увлечением газа струей ртутного пара, но и хорошо изученным им явлением адсорбции газа на чистой металлической поверхности. Чтобы получить такую поверхность, Ленгмюр ввел в свой насос конденсацию ртутного пара в жидкость на стенках трубки. Отсюда предложенный им насос получил название „конденсационного насоса“. Для того чтобы получить непрерывную циркуляцию ртутного пара, Геде в своем насосе тоже ввел конденсацию паров ртути при помощи охлаждения внешних стенок трубки. Таким образом оба насоса „диффузионный“ и „конденсационный“, из которых первый получил распространение в Германии, а второй — в странах Антанты, отделенных от Германии войной, оказались очень схожими между собой. Немецкие физики, ознакомившись

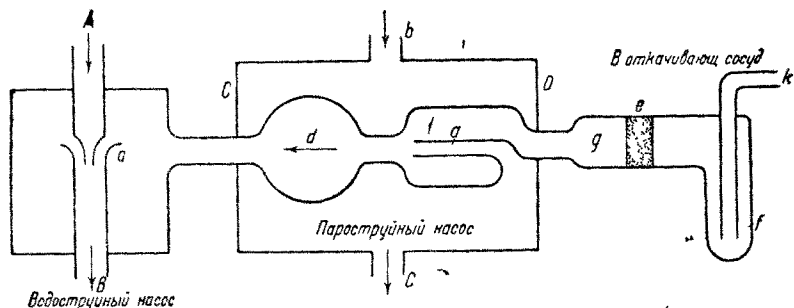


Рис. 20.

после войны с насосом Ленгмюра, пытались даже доказать, что действие этого насоса не содержит в себе ничего принципиально нового и что это тот же диффузионный насос. Однако различие между обеими системами то, что в диффузионном насосе имеет принципиальное значение наличие узкой щели, через которую происходит диффузия, тогда как в насосе Ленгмюра такой щели нет. С другой стороны, процесс конденсации ртутных паров, основной в насосе Ленгмюра, в диффузионном насосе Геде играет лишь второстепенную роль.

В качестве трубок очень малого диаметра Геде в своих первоначальных опытах воспользовался пористыми перегородками. Убедившись на опыте, что через такую перегородку диффузия двух газов происходит независимо друг от друга, Геде построил насос, действующий при помощи струи водяного пара. Приводим чертеж этого насоса в виде иллюстрации схемы действия всякого диффузионного насоса (рис. 20).

Пары воды из кипятивника входят в закрытую камеру CD через отверстие b. Часть паров идет в сопло a пароструйного насоса, непрерывно удаляет газ из пространства g перед пористой перегородкой e и вместе с захваченным газом попадает в водоструйный насос AB, работающий от водопровода и создающий фор-вакуум. Избыток водяных паров выходит из камеры CD через отверстие c. В каналах пористой перегородки e происходит встречная независимая диффузия паров воды и газа. Пары воды замораживаются в холодильнике f, который помещается

в холодильную смесь. Через трубку k непрерывно поступает газ из откачиваемого сосуда взамен удаляющегося через перегородку e путем диффузии. Согласно описанию Геде, ему удалось получить при помощи такого насоса вакуум хорошей рентгеновской трубки — т. е. давление порядка  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  мм Hg.

На основании этих опытов сконструирован насос, названный „диффузионным ртутным насосом Геде“ [6,7], изображенный на рис. 21. Пористая перегородка заменена узкой горизонтальной щелью S между двумя стальными цилиндрами. Фор-вакуум присоединен в V. Ртуть находится в баллоне A и подогревается снизу горелкой. Пары ртути поднимаются по B, диффундируют через щель S, конденсируются на поверхности трубки благодаря наружному водяному охлаждению и спускаются обратно по стенке этой трубки и через кольцевую чашечку g, в которой неплотно стоит стальной цилиндр C со щелью S. Ширина щели S до сборки насоса урегулирована винтом H·T — термометр. По нему устанавливается такая температура ртутного пара, при которой имеет место наиболее выгодное соотношение между шириной щели и длиной свободного пути молекул ртути. Трубка, ведущая к откачиваемому сосуду, присоединяется в F. Через отверстие L отверстие F непосредственно соединено с фор-вакуумом, пока при достижении достаточного для этого разрежения ртуть в колене m укороченного ртутного манометра M не подымется настолько, что закроет узкое отверстие r. Порядок величины фор-вакуума, необходимого для работы диффузионного насоса Геде, 0,1 — 0,3 мм Hg. Эта величина зависит от ширины щели S по следующей причине. Для того чтобы газ из фор-вакуума через трубку E и щель S не проникал в высокий вакуум, необходимо, чтобы пары ртути не пускали этот газ через щель S, а для этого нужно, чтобы давление ртутного пара было не ниже давления газа в фор-вакууме. В то же время необходимо, чтобы пары ртути не мешали диффузии газа через S со стороны высокого вакуума. Для этого нужно, чтобы при давлении несколько большем давления в фор-вакууме, длина свободного пути молекул ртути была больше ширины щели. Если увеличить подогрев ртути в A, то увеличивается давление ртутного пара, ртутный пар начинает мешать движению молекул газа через щель S, и скорость действия насоса уменьшается. Если, наоборот, подогрев ртути уменьшать, то после достижения максимума скорость действия насоса круто падает

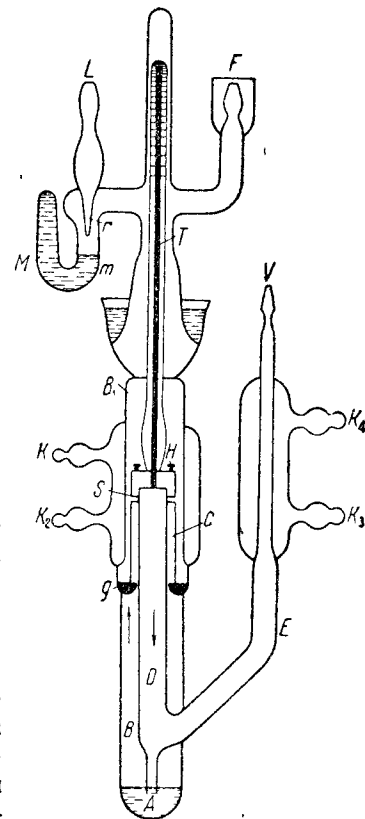


Рис. 21.

до нуля, так как пары ртути перестают служить преградой газу, устремляющемуся к щели  $S$  со стороны фор-вакуума. На рис. 22 изображен этот ход изменения скорости действия диффузионного насоса в зависимости от давления ртутных паров при ширине щели 0,12 мм.

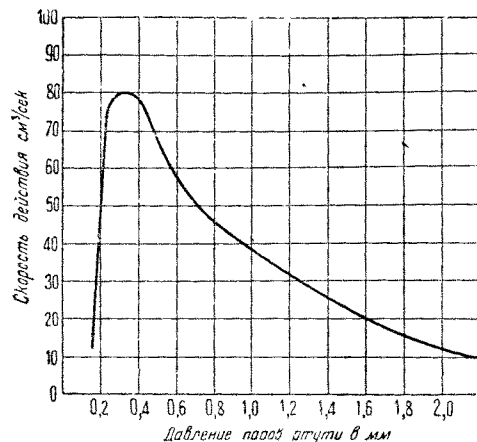


Рис. 22.

Максимум скорости действия насоса в  $80 \text{ см}^3/\text{сек}$  получился при давлении ртутного пара в  $0,27 \text{ мм Hg}$ , что соответствует температуре жидкой ртути  $99^\circ$ . Из этого примера видно, что скорость действия диффузионного насоса очень мала.

Весьма существенно следующее обстоятельство. Если давление газа по одну сторону узкой щели или трубки настолько мало, что им можно пренебречь, то масса газа, протекающего через щель или трубку, при низких давлениях пропорциональна давлению  $p$  по другую сторону щели или трубки.

При уменьшении  $p$  объем газа, устремляющегося в щель в течение  $1 \text{ сек}$ , будет оставаться постоянным, так как протекающего газа как раз и будет пропорциональна давлению. Так как скорость действия диффузионного насоса определяется не чем иным, как объемом проходящего через щель газа, то заключаем, что скорость действия диффузионного насоса не зависит от давления газа в откачиваемом сосуде.

Отсюда следует, что действие диффузионного насоса не должно иметь никакого предела, связанного с работой самого насоса: достигнув сколь угодно малого давления в откачиваемом сосуде, мы всегда можем еще более понизить это давление, продолжая действие насоса. Предел достижимого разрежения будет определяться равновесием между количеством газа, удаляемого насосом, и количеством газа, выделяющимся со стенок и других частей откачиваемого предмета. Иллюстрацией постоянства скорости диффузионного насоса может служить приводимая

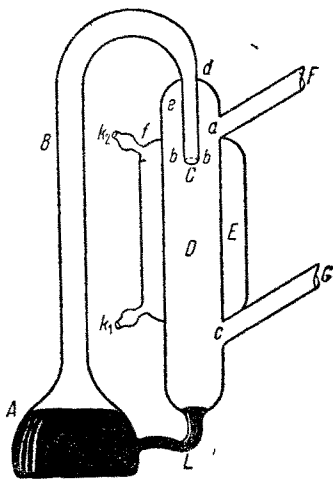


Рис. 23.

Геде таблица 3, составленная на основе произведенных им измерений.

Рис. 23 показывает устройство стеклянного конденсационного насоса Ленгмюра<sup>[8, 9, 10]</sup>. В колбе  $A$  находится небольшое количество ртути, которая подогревается электрическим нагревателем или газовой горелкой. Пары ртути идут по трубке  $B$  и выходят через отверстие  $C$  в сосуд  $D$ ,

охлаждаемый холодильником  $E$ . Трубки  $K_1$  и  $K_2$  служат для подводки и удаления воды холодильника. Газ из откачиваемого сосуда идет по трубке  $F$  в сосуде  $D$ . В  $G$  присоединен фор-вакуумный насос. Конден-

Таблица 3

Ширина щели 0,025 см, темп. ртутных паров $106^\circ\text{C}$		Ширина щели 0,004 см, темп. ртутных паров $110^\circ\text{C}$	
Давление в $\mu\text{Hg}$	Скорость действия насоса в $\text{см}^3/\text{сек}$	Давление в $\mu\text{Hg}$	Скорость действия насоса в $\text{см}^3/\text{сек}$
25	77	70	52
9	72	28	48
2,5	67	6	40
0,8	72	1,5	38
0,2	73	0,4	41
0,06	70	0,07	40

сировавшиеся ртутные капли стекают вниз и по трубке  $L$  попадают обратно в сосуд  $A$ . Верхняя часть колбы  $A$  и трубка  $B$  обложены асбестом для предохранения ртутного пара от конденсации до выхода из отверстия  $D$ . При выходе паров ртути из отверстия  $D$ , где они попадают в пространство с давлением, меньшим, чем они имели в трубке, молекулы ртути двигаются веерообразно во все стороны. Однако теоретический расчет и опыт показывают, что направление движения молекул струи не изменяется более, чем на  $90^\circ$ , так что молекулы горячего ртутного пара не попадают в пространство  $a$  и распределяются согласно схематическому рис. 24.

Таким образом в верхней части трубки  $D$  (рис. 23) перед отверстием  $C$  находится всегда плотная завеса ртутного пара, двигающегося по направлению от  $C$  к фор-вакууму. Эта завеса, так же как и в диффузионном насосе, не дает газу проникать из фор-вакуума в высокий вакуум, но только вследствие движения струи ртутного пара навстречу движению газа из фор-вакуума при этом действует динамическое давление движущейся струи, большее, чем давление неподвижного пара при той же температуре. Молекулы откачиваемого газа благодаря своему тепловому движению непрерывно поступают в трубку через кольцевое отверстие  $b$ . В  $D$  эти молекулы попадают в струю увлекающего их по направлению к фор-вакууму пара. Попадающие на стенки трубки  $D$  молекулы газа адсорбируются здесь чистой поверхностью конденсирующихся на стенке капелек ртути. Около отверстия  $C$  поддерживается все время низкое давление фор-вакуумным насосом. Капельки ртути отдают здесь адсорбированный ими газ, потому что, стекая вдоль стенок трубки  $D$ , маленькие капельки соединяются в большие с гораздо меньшей общей



Рис. 24.

поверхностью<sup>1)</sup>. Так как ширина того отверстия, через которое в струю ртути попадают молекулы газа в насосе Ленгмюра, много больше, чем ширина щели диффузионного насоса Геде, то и скорость действия насоса Ленгмюра больше: при диаметре сопла  $C$  порядка 1 см и ширине кольцеобразной щели 0,5 см его скорость равна 2000—3000 см<sup>3</sup>/сек.

Чтобы судить о предельном разрежении, которого можно достичь при помощи такого насоса, Ленгмюр делает подсчет, какова вероятность того, что молекула газа в своем тепловом движении проникнет от  $C$  из фор-вакуума в высокий вакуум в  $a$ , и находит, что через завесу струи ртутного пара в трубке  $D$  прорвется только одна из  $10^{20}$  молекул. Таким образом относительно предела разрежения, даваемого конденсационным насосом Ленгмюра, приходится сказать то же самое, что уже сказано выше относительно диффузионного насоса Геде: вследствие независимости скорости откачки от давления и отсутствия утечки из фор-вакуума в высокий вакуум предел разрежения зависит от количества газа, выделяемого различными частями откачиваемого предмета и вакуум-аппаратуры. Высота достижимого вакуума не стоит ни в какой связи с давлением в фор-вакууме, если только соблюдено необходимое для действия насоса условие: динамическое давление струи пара не меньше, чем давление в фор-вакууме. Это динамическое давление тем больше, чем выше температура ртути в баллоне  $A$  и чем уже отверстия  $C$  и  $b$ <sup>2)</sup>.

Поэтому, уменьшая эти отверстия и увеличивая подогрев ртути, можно заставить насос Ленгмюра работать при более плохом фор-вакууме. Если надо заставить конденсационный насос работать при очень плохом фор-вакууме, в трубке  $D$  делают соответствующее сужение. При этих условиях насос Ленгмюра работает при фор-вакууме в 2—3 мм<sup>3</sup>). Скорость действия насоса, конечно, становится значительно меньше. При обычных, указанных в начале этой страницы, размерах трубок для работы насоса Ленгмюра требуется фор-вакуум с давлением не выше

<sup>1)</sup> Пусть радиус маленькой шарообразной капельки —  $r_1$ , тогда радиус  $r_2$  большой капли, в которую сольются  $n$  маленьких, определится из равенства:

$$n \frac{4}{3} \pi r_1^3 = \frac{4}{3} \pi r_2^3,$$

так что

$$r_2 = r_1 \sqrt[3]{n}.$$

Поверхности  $n$  маленьких капель и одной большой будут соответственно:

$$S_1 = n4\pi r_1^2 \quad \text{и} \quad S_2 = 4\pi r_2^2.$$

Отношение  $S_1$  к  $S_2$  будет:

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{n r_1^2}{r_2^2} = \sqrt[3]{n}.$$

<sup>2)</sup> Описывая предлагаемый им насос, Ленгмюр приводит такие цифры: насос с диаметром  $D$  трубки, равным 22 мм, работал хорошо при мощности нагревающего ртуть тока в 220 ватт и давлении в фор-вакууме в 35 мм Hg. При повышении расходуемой мощности до 550 ватт насос также хорошо работал при давлении в фор-вакууме в 600 мм Hg.

<sup>3)</sup> Такое пользование конденсационным насосом бывает, например, нужно при устройстве постоянной циркуляции какого-либо газа.

0,1 мм<sup>2</sup> Hg. Слишком сильный нагрев ртути в баллоне  $A$  недопустим, так как такой нагрев влечет за собой бурное кипение и перебрасывание ртути в баллоне  $A$ , опасное для целостности стеклянных частей насоса. Когда давление в фор-вакууме лежит на границе допустимого, то работа насоса происходит с большим числом перебоев в секунду, вызываемых колебаниями температуры ртутного пара. В результате в откачиваемом сосуде устанавливается некоторое более или менее постоянное давление, соответствующее довольно плохому вакууму, и создается впечатление, будто достижимое разрежение зависит от давления в фор-вакууме.

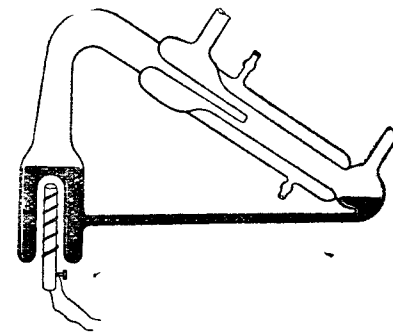


Рис. 23.

Рис. 23 представляет собой конденсационный насос так, как он был первоначально предложен Ленгмюром. В этом виде насос имеет два недостатка: 1) большая высота колонки заставляет усиленно защищать ее от потери тепла наружу, 2) корогкое расстояние от  $D$  до баллона  $A$  опасно в смысле попадания холодной ртути на горячие части насоса. Эти недостатки устраняются в конструкции насоса, изображенной на рис. 25. На этом же рисунке изображен способ нагрева ртути в насосе путем применения электрической печи, вставленной во вдавненное дно колбы насоса.

Для того чтобы упростить стеклодувную работу, при изготовлении насоса Ленгмюра применяют также и конструкцию, изображенную на рис. 26.

Здесь избегнут тройной впай трубок  $def$  рис. 23. Принципиальный недостаток этой конструкции заключается в том, что вода для охлаждения паров ртути подается не по наружной рубашке, как в оригинальном насосе Ленгмюра, а по внутренней трубке  $b$ . Омывая изнутри трубку  $a$ , вода стекает обратно через трубку  $c$ . Наружные стенки насоса  $d$  остаются теплыми, и на них ртуть конденсируется лишь в незначительной степени. Однако опыт показывает, что при хорошем фор-вакууме такие насосы дают разрежение порядка  $10^{-7}$  мм Hg („вакуум прилипания“, см. § 3 манометр Мак-Леода в следующей главе), а потому при неизмени насосов более совершенного типа применение их вполне возможно.

В условиях заводского производства вакуумных изделий насосы из стекла являются нежелательными вследствие своей хрупкости. Металли-

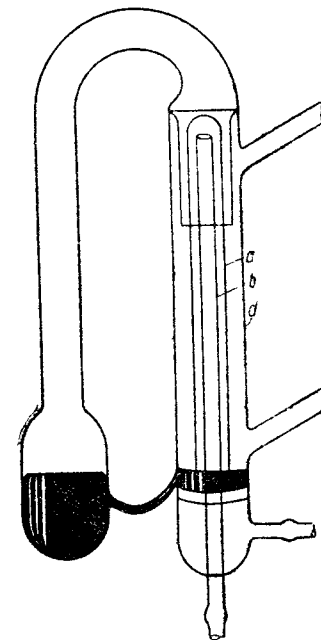


Рис. 26.

ческими их можно делать только из железа или стали, так как с другими металлами ртуть сильно реагирует, образуя амальгаму. Части такого насоса можно только или сварить, что сильно затрудняет их изготовление, или соединить на шлифах или свинтить, проложив резиновые или свинцовые прокладки. Но всякие соединения в вакуум-аппарате являются всегда слабым местом. В частности резиновые прокладки быстро высыхают и требуют частой замены. Поэтому железные конденсационные насосы доставляют много неприятностей при их применении. Приходится также считаться и с тем, что металлические стенки насоса при соприкосновении с атмосферой поглощают очень большое количество воздуха, который они потом во время откачки отдают очень медленно. Кроме того, как показывает опыт применения железных конденсационных насосов в лаборатории проф. Богословского на электровакуумном заводе в Ленинграде<sup>1)</sup>, ртуть в железных насосах очень быстро загрязняется, из-за чего насос выходит из строя, тогда как в стеклянных насосах этого не происходит, так что время полезного действия такого насоса ограничивается исключительно случайными авариями.

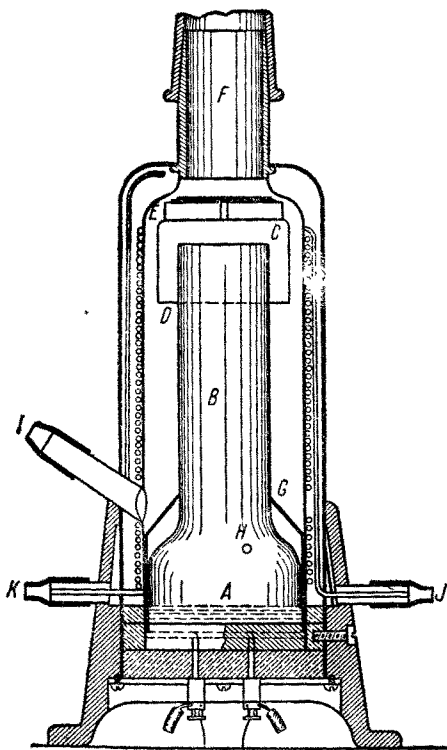


Рис. 27.

Рис. 27 показывает устройство металлического насоса, без шлифов и резины, как он был предложен Ленгмюром. На дне *A* сосуда *H* налита ртуть, которая нагревается электрическим подогревателем. Пары ртути поднимаются по трубке *B*, с диаметром 3—4 см, под колокол *C*, направляющий пары книзу. Эти пары проходят через отверстие *D* и увлекают молекулы газа, поступающие из откачиваемого сосуда через трубку *F* и *E*. Конденсировавшиеся капли ртути стекают вниз и возвращаются в *A* через малое отверстие. Выделяющийся газ откачивается через трубку *I* фор-вакуумным насосом. Вода в охладитель поступает через трубку *G* и удаляется через трубку *K*. Скорость действия насоса — до 4000 см<sup>3</sup>/сек — практически вполне достаточна, так как для полного использования больших скоростей нужно было бы применять очень короткие и широкие трубки для соединения с откачиваемым сосудом.

<sup>1)</sup> Доклад проф. Богословского на IV съезде русских физиков в Ленинграде в 1924 г.

Так как в насосе Ленгмюра имеется струя ртутного пара, выходящего из отверстия *C* (рис. 23), то может создаться впечатление, будто между действиями насоса Ленгмюра и действием обыкновенного пароструйного насоса нет никакого различия. Такое утверждение неверно. Дело в том, что действие пароструйного насоса основано на определенном внешнем очертании, которое принимает струя, вырываясь из отверстия, и на подгонке очертания окружающей струю трубки к этой форме струи. Для хорошего засасывающего действия такого насоса требуется, чтобы внешнее очертание струи шло параллельно стенкам трубки, оставляя всюду одинаковый узкий зазор для движения увлекаемого

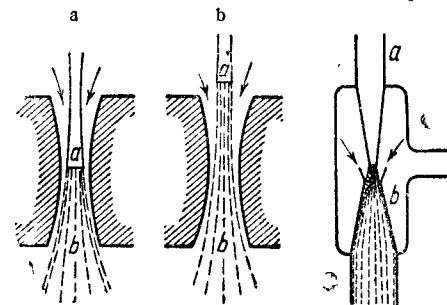


Рис. 28.

Рис. 29.

трением слоя газа, как показано на рис. 28а. Чтобы увеличить скорость действия этого насоса, можно увеличить зазор между внутренней трубкой *a* и внешней *b*, подняв трубку *a* в положение, показанное на рис. 28б, после того как насос начал действовать. Сама форма струи зависит от формы трубки *a*. В насосе Ленгмюра „сопло“ *C* (рис. 23) делается просто в виде цилиндрической трубки, и необходимое для эжекторного насоса указанное выше условие совершенно не соблюдено.

Приводим здесь еще чертеж обыкновенного водоструйного насоса, работающего от водопроводного крана и способного давать при комнатной температуре разрежение 15—20 мм Hg в соответствии с давлением насыщенного водяного пара (рис. 29). Струя воды, выходя из конического отверстия *a*, увлекает воздух, окружающий струю. Работа насоса тем лучше, чем больше давление в струе. При слабом давлении воды струя прилипает к стенкам у входа в трубку *b* и прибор перестает работать.

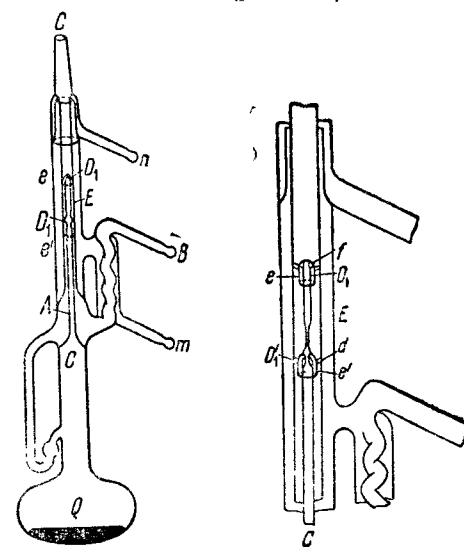


Рис. 30.

§ 6. Многоступенчатые насосы. Убедившись в превосходстве конденсационных насосов над диффузионными, немецкие физико-техники оставили принцип диффузионного насоса и стали развивать насосы с ртутными парами в направлении использования их при сравнительно большом давлении в фор-вакууме, соединяя в одном приборе несколько последовательно работающих один за другим насосов. В этом отноше-

нии заслуживают внимания насосные агрегаты Фольмера, наиболее совершенное техническое оформление которых представляют собой кварцевые насосы Ганф и Бюст<sup>[11, 12]</sup> (рис. 30). Кварц применяется в этих случаях потому, что он гораздо более стоек при резких изменениях температуры, чем стекло. Ввиду сложности и дороговизны изготовления всей системы трубок применение дорогого кварца вместо дешевого стекла с лихвой окупается большей долговечностью насоса. Во всех насосах многоступенчатого типа первое

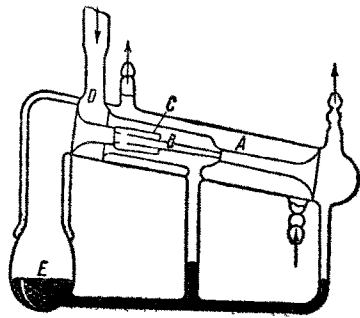


Рис. 31.

со стороны фор-вакуума насосное сопло делается с узким отверстием, последующие делаются шире. Так, на рис. 30 кольцевой зазор  $D_1$  первой ступени насоса, а также зазор  $e$ , через который вырывается ртуть, — узкие. Зазоры  $D'_1$  и  $e'$  во второй ступени насоса — широкие. Трубка  $B$  соединяется с фор-вакуумом, трубка  $C$  — с высоким вакуумом. Трубки  $m$  и  $n$  служат для подачи и стока охлаждающей насос воды. Ртуть подымается к обоим соплам из колбочки  $Q$  по трубке  $c$ . Так как первое отверстие  $d$  — узкое, то струя ртутного пара доходит до отверстия  $f$  на конце трубки  $C$ , сохраняя достаточно большое давление. Геде также сконструировал многоступенчатый и притом металлический насос, который представлен на рис. 32. Этот насос называется „стальной насос Геде“. Первое сопло этого насоса (28), сделанное в виде раструба,

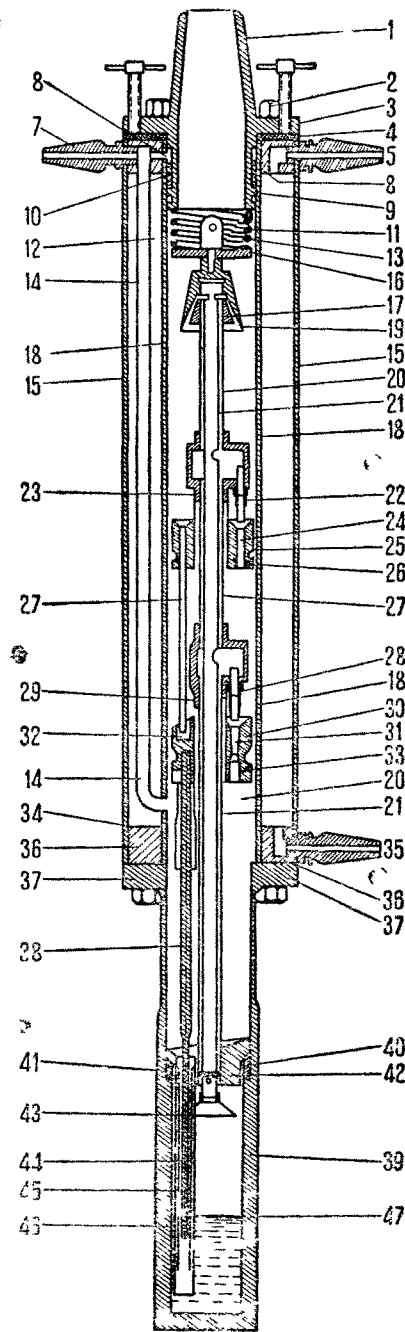


Рис. 32.

действует на принципе эжекторного насоса. Второе сопло (22) представляет собой конденсационный насос с малым отверстием, и наконец, третье (19) — конденсационный насос с широким соплом, устроенный наподобие сопла железного насоса Ленгмюра (рис. 27), с подачей ртути через внутреннюю вертикальную трубку. Благодаря широкому диаметру последнего звена стальной насос Геде обладает чрезвычайно большой скоростью действия  $40000 \text{ см}^3/\text{сек}$  при откачке воздуха ( $100000 \text{ см}^3/\text{сек}$  при откачке водорода)<sup>1)</sup>. Подобного рода металлические четырехступенчатые насосы в настоящее время изготавливаются на Электрозаводе в Москве.

Для рационального использования этой скорости действия требуется применение чрезвычайно широких трубок между насосом и откачиваемым сосудом. Приводим еще чертеж простого двухступенчатого насоса, предложенного Дюнауйе (рис. 31).

§ 7. Ртутные насосы прежних типов. Насосы типа Ленгмюра в соединении с масляными ротационными насосами совершенно вытеснили из лабораторий и вакуумных производств все старые типы ртутных насосов. Поэтому в отношении этих насосов ограничимся лишь схемами насосов Гейслера и Шпренгеля (рис. 33 и 34), наиболее интересных исторически. Эти насосы позволяют, правда при большой затрате времени и терпения, получить высокий вакуум без применения какого бы то ни было фор-вакуумного насоса. В насосе Гейслера (рис. 33) для образования в сосуде  $A$  торической пустоты, „засасывания“ в нее газа и его последующего выталки-

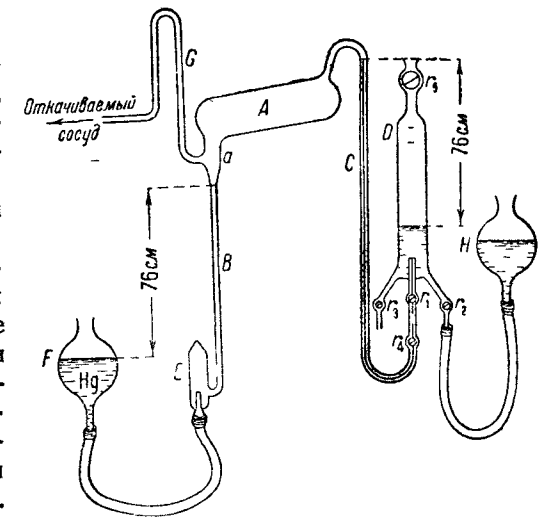


Рис. 33.

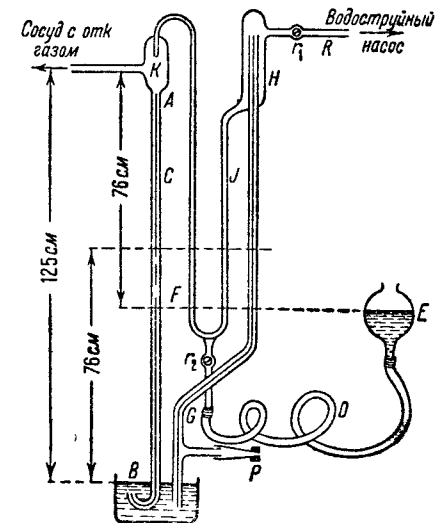


Рис. 34.

<sup>1)</sup> Более подробное описание и перечень обозначенных различными цифрами на рис. 31 частей насоса можно найти в книге Гётца, указанной на стр. 12.



вания через капиллярную трубку *C* приходится большое число раз подряд поднимать и опускать баллон со ртутью Hg. Предел достижимого вакуума определяется количеством воздуха, застревающего в трубке *C* в виде прилипания к стенке пузырька.

В насосе Шпренгеля (рис. 34) газ увлекается капельками ртути передвигающимися друг за другом вдоль барометрической трубки и попадающими в нее сверху. Здесь также приходится постоянно переводить ртуть из нижнего сосуда в верхний. В представленной на рис. 34 схеме подымание ртути в верхний сосуд производится засасыванием ее при помощи струи воздуха, поступающего из малого отверстия *P* и удаляемого водоструйным насосом через трубку *R*<sup>1)</sup>.

### § 8. Конденсационные насосы с применением органических веществ вместо ртути.

Недостаток насосов высокого вакуума, действующих при помощи паров ртути, заключается в том, что при комнатной температуре давление паров ртути, проникающих в откачиваемый сосуд, порядка 0,002 тор, если не применяется вымораживание их смесью твердой углекислоты с ацетоном ( $-79^{\circ}\text{C}$ ; давление паров ртути  $10^{-7}$  мм) или жидким воздухом ( $-184^{\circ}\text{C}$ ; ничтожно малое давление паров ртути). Кроме того, ртуть представляет собой материал довольно дорогой, неудобный в обращении вследствие большого удельного веса и, что очень существенно, вредно отзывающийся на здоровье работающих с ним работников. Поэтому с 1928 года появились попытки заменить ртуть другими жидкостями. Само собой понятно, что раз цель заключается в устранении необходимости в холодильной смеси, то воспользоваться для замены ртути можно только жидкостями, имеющими при комнатной темпера-

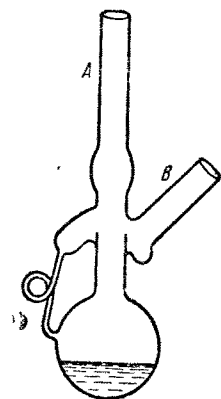


Рис. 35.

туре давление паров, соответствующее требуемой высоте вакуума. Такие жидкости нашлись среди органических веществ<sup>[13, 14]</sup>. Так, Бэрч воспользовался высококипящими производными нефти<sup>2)</sup> и получил разрежение порядка  $10^{-4}$  бара. Хайкмэн и Сэнфорд применили дибутиловый эфир фталевой кислоты и бутилбензольный эфир той же кислоты. Гедде рекомендует применение для насосов „Альезоново масло“, но считает, что еще лучше рафинированное в течение нескольких дней на насосе машинное масло<sup>[19]</sup>. Самая форма конденсационного „масляного“ насоса несколько проще насоса Ленгмюра (рис. 35). Трубка *B* ведет к откачиваемому сосуду, *A* — к фор-вакуумному насосу. Так как пары упомянутых жидкостей конденсируются много легче, чем пары ртути, то в насосах этого типа отпадает также и водяное охлаждение. Хайкмэн и Сэн-

форд ввели охлаждение при помощи медной проволоки, навитой вокруг трубки с торчащими во все стороны наподобие сучьев дерева отрезками этой проволоки. Кроме указанных жидкостей, возможно применение и других.

Хорошие результаты дает применение определенных продуктов фракционной перегонки хорошего машинного, трансформаторного или цилиндрического масла по методу, предложенному на заводе „Светлана“ Векшинским и Пигиным<sup>[20]</sup> и разработанному в вакуум-технической лаборатории ВЭИ.

Сперва масло держат под вакуумом при температуре  $100-120^{\circ}\text{C}$  и при непрерывной откачке в течение 6—8 часов для удаления содержащейся в масле влаги и летучих веществ, затем в специально сконструированной аппаратуре производится фракционная перегонка. Отдельные фракции перегоняются при температурах:

нулевая	от $120-140^{\circ}\text{C}$	третья	от $250-270^{\circ}$
первая A	„ $150-170$	четвертая „	„ $280-300^{\circ}$
„ B	„ $180-200$	Пятую фракцию составляет остаток после отгонки 4-й фракции.	
вторая A	„ $200-220$		
„ B	„ $220-240$		

Перегонка каждой фракции занимает несколько часов времени; ее прекращают, когда с „холодильника“ аппарата в приемный сосуд поступает уже лишь только 1 капля данной фракции в 1—2 минуты. Продукты перегонки хранятся под вакуумом в запаянных колбочках.

Фракции первая *B* и вторая *A* применяются для наполнения масляных U-образных манометров или масляных Мак-Леодов. В качестве рабочего вещества в конденсационных насосах применяют фракции вторую *B*, третью (наиболее подходящая) и четвертую. Для работы масляного конденсационного насоса требуется очень хороший фор-вакуум, поэтому рекомендуется соединять два насоса с узким и широким соплом последовательно. В первом из них может быть использована также и фракция перегонки вторая *A*. Конденсационные масляные насосы работают хорошо лишь в весьма узком интервале температуры масла. Этот интервал нужно подбирать для каждой данной фракции. Для второй фракции примерно на  $100^{\circ}$  выше температуры перегонки; для третьей и четвертой на  $10-20^{\circ}$  выше температуры перегонки. Масло Альезон имеет согласно данным фирменных проспектов давление паров при комнатной температуре порядка  $10^{-5}$  тор. Такого же порядка давление паров четвертой фракции при вышеуказанной перегонке. Вакуум порядка  $10^{-6}$  тор можно получить применяя ловушку с активированным углем. Для получения вакуума порядка  $10^{-7}$  тор ловушку с активированным углем приходится охлаждать жидким воздухом<sup>[16]</sup>. Пятая фракция указанной выше перегонки имеет такое малое давление паров, и настолько вязка, что не может быть использована в качестве рабочего вещества в насосе, но может быть с успехом применена как смазка для кранов и шлифов. По измерениям Зейделя подобного рода „жиры“, продаваемые за границей

<sup>1)</sup> Более подробное описание насосов Гейслера и Шпренгеля, а также ротационного ртутного насоса Гедде, теперь совершенно вышедшего из употребления, интересующиеся могут найти в книжке Дюнуайе, *Техника высокого вакуума*.

<sup>2)</sup> Парафиновые углеводороды.



под названием Апьезоновых („Apiezofette“) показывают в свежем виде непосредственно после помещения в вакуум кажущееся давление паров порядка  $10^{-5}$  тор. При непрерывной откачке под вакуумом это остаточное давление падает через несколько часов до  $5 \cdot 10^{-7}$  тор. При прогреве в вакууме содержание летучих веществ быстро уменьшается и остаточное давление падает много ниже  $10^{-7}$  тор<sup>[17]</sup>. По наблюдениям Керриса выделяющиеся из масла пары и газы поглощаются „силикагелем“ еще лучше, чем активированным углем. Последняя представляет собой гель кремневой кислоты — окись кремния в коллоидном состоянии и может быть легко получена путем обработки так называемого „жидкого стекла“ соляной кислотой.

## ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

### ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА МАНОМЕТРОВ

**§ 1. Ртутные манометры.** Поиски методов, позволяющих более или менее точно определять давления ниже одной атмосферы, привели к применению принципа ртутного барометра в виде открытого или закрытого ртутного манометра. В открытом манометре одно колено сообщается с тем пространством, в котором измеряется давление, другое — с атмосферой. При одинаковом уровне ртути в обоих коленах измеряемое давление равно атмосферному. Если ртуть в колене, сообщающемся с атмосферой, стоит выше, чем в другом, разность уровней ртути надо прибавить к атмосферному давлению, если ниже — вычесть. Для точного определения давления по этому способу надо одновременно производить отсчет барометра, а также „приводить оба отсчета к нулю“, т. е. вводить поправку на разность плотностей ртути при  $0^\circ$  и при температуре, при которой производится отсчет. Для этой поправки существуют готовые таблицы. Открытый ртутный манометр удобен в том случае, когда в течение одного и того же опыта или одной и той же производственной операции приходится иметь дело с давлением как выше, так и ниже атмосферы до долей миллиметра включительно. Наполнение его ртутью не сопряжено ни с какими трудностями.

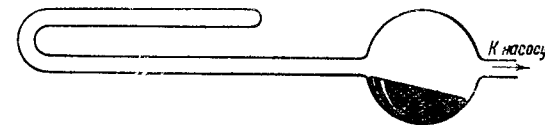


Рис. 36.

В закрытом или укороченном ртутном манометре одно колено запаяно и при изготовлении манометра должно быть заполнено ртутью целиком. Другое колено соединяется с аппаратурой, в которой измеряется давление. При измерении над поверхностью ртути в закрытом колене — торическая пустота, т. е. лишь давление ртутного пара, которым по его малости можно пренебречь. Измеряемое давление равно разности уровней ртути в обоих коленах манометра. Отсчет уровней ртути в открытом или закрытом манометре производится глазом по шкале, а если требуется большая точность, то при помощи катетометра.

Наполнение закрытого манометра ртутью всего лучше производить под вакуумом. Для этого припаивают, как показано на рис. 36, открытое колено манометра к колбочке или широкой трубке со ртутью, другое отверстие колбы или трубки соединяют с насосом, производят откачку через чистую трубку из „вакуумной“ резины, осторожно прогревают ртуть с целью выгнать из последней воздух, и, не прекращая откачки,

переливают ртуть в закрытое колено. Если операцию прогрева не произвести достаточно тщательно, то воздух и пары влаги могут проникнуть из ртути в закрытое колено и будут искажать показания манометра.

Другой очень надежный метод наполнения U-образного манометра состоит в том, что манометр припаивается к соединенной с насосом длинной трубке, оканчивающейся снизу резиновой трубкой с подвижным баллоном со ртутью. Манометр откачивается, прогревается при непрерывном действии насоса и затем наполняется ртутью путем поднятия баллона со ртутью. Для исключения влияния явления капиллярной депрессии ртути в стеклянной трубке необходимо, чтобы оба колена манометра имели один и тот же всюду одинаковый диаметр. Само собой разумеется, что трубки и ртуть должны быть чисты. Чтобы увеличить чувствительность прибора при низких давлениях, пользуются закрытым манометром с наклонной трубкой или устраивают специальные механические приспособления<sup>[1, 2]</sup>, в которых изменение уровня ртути производит поворачивание зеркальца, для обычного метода отсчета при помощи зеркала, шкалы и трубы. Но все эти приемы не дают возможности измерять сколько-нибудь точно давления ниже 0,001 мм Нг. Задача измерения низких давлений путем сравнения уровней ртути была решена Мак-Леодом (§ 3 этой главы).

Вместо ртути в U-образных манометрах могут быть применены также и органические вещества (масла), имеющие давление насыщенного пара того же порядка, что и ртуть или еще ниже. При впуске воздуха в манометр пузырьки воздуха могут проникнуть через масло в закрытое колено манометра. Для устранения этого недостатка электровакуумная лаборатория ВЭИ разработала особую форму манометра.

**§ 2. Механические вакуумметры.** В производстве газополных ламп накаливания можно встретить применение механических манометров, основанных на том же принципе, что и манометры для высоких давлений. В этих манометрах имеется запаянная металлическая трубка, свернутая в плоскую спираль. Эту спираль соединяют с той аппаратурой, в которой измеряется давление. Форма спирали зависит от разности давлений вне и внутри нее. Со спиралью соединена стрелка, ходящая по шкале. Цифры шкалы обычно показывают в см разность давлений снаружи и внутри трубки, так что нуль шкалы соответствует атмосферному давлению. Для сколько-нибудь точного измерения необходимо знать атмосферное давление в данное время (особенно при измерении давлений в один или несколько десятков миллиметров). Вакуумметры на откачных столах и автоматах лампового производства необходимо проверять, сличая их показания с показаниями открытого ртутного манометра.

**§ 3. Манометр Мак-Леода.** Манометр Мак-Леода<sup>[3]</sup> основан на применении закона Бойля-Мариотта. Наиболее простая конструкция его показана на рис. 37. Здесь *D* — барометрическая трубка, соединенная резиновой трубкой с баллоном для ртути *G*. Наверху к трубке *D* припаян баллон *B*, заканчивающийся капилляром *C*, и трубка *F* с капилляром *E*. Трубка *F* соединена с сосудом, вакуум которого нужно измерить. Общая длина трубок *D* и *F* около 900 мм<sup>1)</sup>. До начала измерения баллон *G*

опущен настолько, что при вакууме в аппаратуре ртуть в трубке *D* стоит ниже разветвления трубок *A*. Затем поднимают баллон *G*; ртуть в трубке *D* поднимается и, когда она доходит до уровня *A*, баллон *B* разобьется от трубок *F* и *E*. При дальнейшем поднятии ртути газ, заключенный в *B* и *C* и имевший до разобьения с остальной системой такое же давление, как и во всей аппаратуре, начинает сжиматься.

Баллон *G* поднимается до тех пор, пока ртуть, заполнив весь баллон *B*, не поднимется до некоторой высоты в капилляре *C*. Тогда, если давление в откачиваемом сосуде (а следовательно, и в баллоне *B* до поднятия ртути до уровня *A*) равно *p*, в капилляре *C* (после сжатия воздуха) — *p*<sub>1</sub>, а атмосферное давление равно *P*, то на основании законов равновесия в сообщающихся сосудах очевидно, что разность уровней ртути *h* в закрытом колене *C* и открытом *E* должна быть:

$$h = (P - p) - (P - p_1) = p_1 - p,$$

откуда

$$p_1 = h + p. \quad (1)$$

Если обозначим весь объем капилляра *C* и баллона *B* до уровня *A* через *v*, а объем газа, сжатого в капилляре *C*, через *v*<sub>1</sub>, то при постоянстве температуры во время опыта имеем по закону Бойля Мариотта:

$$pv = p_1v_1$$

или

$$p = \frac{p_1v_1}{v}. \quad (2)$$

Доведя сжимаемый в капилляре газ до весьма малого объема и, следовательно, до весьма значительного давления по сравнению с тем давлением *p*, которое газ имел до сжатия, мы можем в равенстве (1) пренебречь величиной *p* по сравнению с *h*, откуда, вставляя *p*<sub>1</sub> = *h* в (2), находим искомое давление:

$$p = h \frac{v_1}{v}. \quad (3)$$

Трубка *C* берется капиллярной, чтобы иметь возможность получить объем *v*<sub>1</sub>, а следовательно, и отношение  $\frac{v_1}{v}$  как можно меньше, а высоту *h* при одном и том же давлении *p* как можно больше.

Во всякой узкой трубке, заполненной несмачивающей ее стенки жидкостью, под действием сил сцепления молекул происходит, как известно, понижение уровня жидкости по сравнению с уровнем ее в соединенном с этой трубкой широком сосуде. Эта „капиллярная депрессия“ определяется формулой:

$$h_k = \frac{2\alpha \cos \varphi}{gdR}, \quad (4)$$

где  $\alpha$  — поверхностное натяжение жидкости,  $\varphi$  — краевой угол между касательной к поверхности жидкости и стенкой трубки,

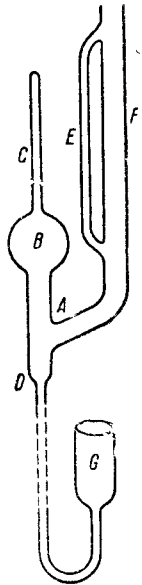


Рис. 37.

<sup>1)</sup> Длина трубки *D* около 780 мм.

$g$  — ускорение силы тяжести,  
 $d$  — плотность жидкости,  
 $R$  — радиус трубки.

При определении разностей уровней ртути в закрытом и открытом коленах манометра Мак-Леода с капиллярной депрессией необходимо считаться. Поэтому Мак-Леод и ввел капилляр  $E$ , присоединенный параллельно трубке  $F$ . Диаметр капилляра  $E$  должен быть равен диаметру капилляра  $C$ , тогда капиллярная депрессия в обоих капиллярах будет иметь одну и ту же величину и будет автоматически исключена при отсчете разности уровней  $h$ .

Измерения при помощи манометра Мак-Леода производятся следующими двумя различными способами:

**1-й способ.** Ртуть в закрытом колена поднимают до такой высоты, чтобы остающийся над ртутью до вершины капилляра объем равнялся определенной десятичной доле — 0,01, 0,001 и т. д. — общего объема сосуда и капилляра и отсчитывают разность уровней  $h$  в мм. Измеряемое давление равно:

$$p = \frac{h}{k}, \quad (5)$$

где

$$k = \frac{v}{v_1}.$$

**2-й способ.** Ртуть в открытом капилляре устанавливают на одной высоте с концом закрытого капилляра. Если обозначим через  $s$  поперечное сечение этого капилляра в мм<sup>2</sup>, а через  $h$  разницу уровней ртути, то объем сжатого газа  $v_1$  будет равен  $sh$  мм<sup>3</sup>, давление его  $p_1$  будет равно  $h$  мм Hg. Вставляя эти значения в равенство (2), находим:

$$p = \frac{p_1 v_1}{v} = \frac{s}{v} h^2 = ch^2. \quad (5')$$

Первоначальное измеряемое нами давление газа пропорционально при этом способе измерения квадрату разности  $h$  уровней ртути в закрытом и открытом коленах манометра. Величина  $c = \frac{s}{v}$  называется „постоянной“ манометра Мак-Леода и определяется раз навсегда путем измерения площади поперечного сечения  $s$  и объема  $v$ . Для быстрого измерения давлений составляется таблица для нахождения давления  $p$  в долях мм и Hg по данному  $h$ . Когда приходится производить измерения в широких пределах давления — от низких до сравнительно высоких, то обыкновенно пользуются вторым способом измерений. Если речь идет не о точных измерениях абсолютной величины давления, а лишь об оценке степени вакуума, то, пользуясь всегда одним и тем же „Мак-Леодом“, говорят иногда просто о давлении „во столько-то миллиметров по Мак-Леоду“. Пользуясь для сокращения времени таким упрощенным обозначением, не надо забывать о необходимости указывать постоянную применяемого манометра, если дело идет не только о сравнительной оценке вакуума в данном частном случае, но и о величине достигнутого вакуума.

Так как всякая резина сама по себе, а в особенности в местах сое-

динения ее со стеклом, может пропускать воздух, то в месте присоединения резины к трубке манометра устанавливается ловушка для воздуха, представленная на рис. 38 или в другом варианте на рис. 39. Попадающий через резину в ртуть воздух скопляется в верхней части ловушки в  $a$ , и его приходится выпускать, отломив верхний конец узенькой трубочки  $c$  (рис. 38), подняв ртуть при атмосферном давлении в манометре до верха этой трубочки и вновь запаяв ее.

Описанная выше конструкция манометра Мак-Леода на практике несколько неудобна как вследствие того, что трубки длинны и прибор занимает много места, так и потому, что неудобно производить при каждом измерении поднятие и опускание баллона. Другая конструкция, изображенная на рис. 40 и называемая укороченным манометром Мак-Леода, устраняет эти недостатки. Баллон  $K$  припаян к манометру и снабжен трубкой  $R$ . При помощи этой трубки, имеющей трехходовой кран, баллон  $K$  можно соединять или с атмосферой, или с фор-вакуумом. Если сначала баллон  $K$  был соединен с вакуумом, то, сообщая баллон с атмосферой, мы заставим ртуть в манометре подниматься. Открывать сообщение с атмосферой нужно осторожно, так как иначе ртуть поднимается в капилляре с большим напором и может его разрушить. Для остановки ртути в положении, нужном для измерения, закрывают кран в соответствующий момент. После измерения переводят кран в трубке  $R$  на сообщение с фор-вакуумом, ртуть в манометре опускается, и прибор готов для нового измерения<sup>[35]</sup>.

Очень удобно делать сообщение трехходового крана с атмосферой через трубку с оттянутым узким концом и останавливать ртуть при ее подъеме, закрывая это отверстие пальцем. Если в лаборатории или в цеху нет общего фор-вакуума, то вакуум, необходимый для управления укороченным манометром, лучше создавать при помощи особого, например водоструйного, насоса, так как при пользовании тем же форвакуумным насосом, который обслуживает насос высокого вакуума, необходимо при соединении фор-вакуума с манометром закрывать сообщение между насосами фор-вакуумным и высокого вакуума, чтобы воздух из фор-вакуума не прорвался в откачиваемый сосуд. Особенно удобно применять укороченный манометр Мак-Леода, когда по всему помещению цеха или лаборатории сделана проводка от общего фор-вакуумного насоса,

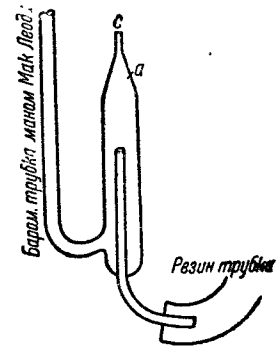


Рис. 38.

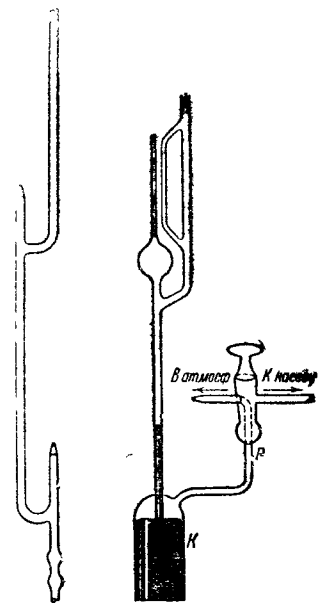


Рис. 39.

Рис. 40.

к которой присоединяются все масляные насосы для облегчения их действия и которой пользуются без дополнительного насоса, когда нужно давление порядка нескольких *мм* Hg. Подъем ртути в манометре Мак-Леода можно также осуществлять при помощи подводки сжатого воздуха. Однако в этом случае манометр не будет укороченным. Мозером<sup>[22]</sup> описан специальный удобный в обращении тип укороченного манометра, основанного на принципе Мак-Леода, содержащий всего 6 *см*<sup>3</sup> ртути. Подобного рода приборы иногда называют в литературе кенометрами по Редену<sup>[23]</sup>. Чем больше мы берем объем *v* и чем уже капилляр, тем меньшие давления мы можем измерять манометром Мак-Леода. Для величины *h* допустимый минимум равен 1 *мм*, так как при *h* < 1 *мм* разница уровней улавливается глазом слишком неточно. Однако беспредельно увеличивать *v* и уменьшать *s* мы не можем. Уже при *v* = 250 *см*<sup>3</sup> продолжительность измерения, включая опускание ртути для того, чтобы прибор был готов к новому измерению, порядка нескольких минут. Поэтому объем *v* берут обыкновенно не более 250 *см*<sup>3</sup>, и только в редких случаях в литературе встречается описание манометров с объемом *v* > 500 *см*<sup>3</sup>. С другой стороны, объем *v*<sub>1</sub> также не может быть уменьшаем до бесконечности: во-первых, уровень ртути нельзя подводить слишком близко к заплавленному концу капилляра, так как при этом делается очень неточным определение объема *v*; во-вторых, уменьшать объем *v*<sub>1</sub> при помощи употребления трубок меньшего диаметра можно только до известного предела, так как при диаметре, меньшем 0,5 *мм*, ртуть имеет тенденцию вследствие трения перемещаться скачками и, следовательно, трудно добиться совпадения уровня

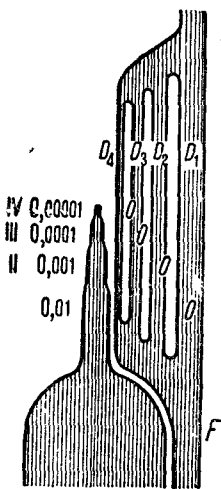


Рис. 41.

ртути с отметкой или делением шкалы. Кроме того при таком малом диаметре, неизбежные неравномерности в величине последнего сильно сказываются на величине капиллярной депрессии. Обычно диаметр трубок берут не меньше 0,7 *мм*. То минимальное давление, которое может быть измерено достаточно точно при объеме *v*, равном 250 *см*<sup>3</sup>, и диаметре капилляра в 0,8 *мм*, равно:

$$p = 0,01\mu = 10^{-5} \text{ мм.}$$

Если мы придадим камере сжатия один и тот же диаметр по всей длине, то манометр нельзя будет применять для давлений больше известного предела, так как по достижении этого предела длина *h* не будет уменьшаться в трубке *E*. Для того чтобы манометром можно было измерять одновременно как низкие, так и высокие давления, применяется составной капилляр, как показано на рис. 41. При объеме *v* = 250 *см*<sup>3</sup> можно дать трубкам, например, такие размеры:

Трубка $D_1$ :	длина 50 <i>см</i>	диаметр 10 <i>мм</i>
" $D_2$ :	" 20 "	" 4,5 "
" $D_3$ :	" 20 "	" 1,5 "
" $D_4$ :	" 20 "	" 0,6 "

При таких размерах отметки, показанные на рис. 41, будут далеко отстоять от мест спайки, что позволяет производить точные измерения. Если трубка *F* (рис. 41), сообщающаяся с разреженным пространством и имеющая диаметр, равный диаметру трубки  $D_1$ , будет иметь длину 40 *см*, то манометр, давая возможность измерять давление вниз до  $10^{-5}$  *мм*, в то же время позволяет измерять давления вверх до 4 *мм*, т. е. до области, в которой дальше применимы обыкновенные ртутные манометры. Чтобы избежать поправок на капиллярную депрессию, устраивают ответвления трубки *F* с соответственными диаметрами. Желательно, чтобы пределы измерений отдельных частей составного капилляра заходили один за другой, так как при этом является возможность проверки измерений, произведенных с помощью той или иной части.

Поскольку манометр Мак-Леода основан на применении закона Бойля-Мариотта, показания его будут точны только в тех случаях, когда этот закон действительно имеет место. Поэтому манометр нельзя применять для газов, близких к состоянию сжижения, как, например, в том случае, когда в откачиваемом газе содержится углекислота и, в особенности, водяные пары. Если измеряемое давление менее  $10^{-6}$  *мм*, что соответствует при *v* = 250 *см*<sup>3</sup> и диаметре капилляра 1 *мм* высоте камеры сжатия менее 1 *мм*, то определение давления манометром Мак-Леода становится очень неточным. Но все же и при давлениях  $10^{-6}$  и  $10^{-7}$  *мм* Hg манометром Мак-Леода можно пользоваться для определения порядка имеющегося разрежения. Дело в том, что если давление достигает порядка величины  $10^{-7}$  *мм* Hg при *v* = 250 *см*<sup>3</sup> и ртуть поднимать до вершины капилляра *C* (рис. 37), то остающийся пузырек газа принимает размеры, невидимые для глаза, а затем, несмотря на опускание ртути в *E*, в капилляре *C* ртуть не опускается и как бы прилипает к стеклу, так что уровень ртути в трубке *E* может стоять заметно ниже, чем в *C*. Это явление называется явлением „прилипания ртути“ в манометре Мак-Леода.

Прилипание имеет место тогда, когда пузырек воздуха делается уже настолько мал, что не препятствует соприкосновению ртути с вершиной капилляра. С уменьшением давления остаточный пузырек газа уменьшается, что, как показывает опыт, влечет за собой увеличение разности уровней в трубках *E* и *C* в момент отрыва ртути от вершины капилляра *C*. Таким образом получается возможность качественно судить о порядке величины давления.

Тот вакуум в откачиваемом сосуде, при котором начинается явление прилипания, носит название *вакуума прилипания*. Порядок величины *вакуума прилипания* зависит от объема колбы манометра, диаметра капилляра и состояния поверхности стекла (предварительный прогрев)<sup>[27, 28]</sup>.

Прилипание ртути к стеклу удовлетворительно объясняется, как показывает построенная проф. В. И. Романовым теория, силами взаимного притяжения молекул стекла и ртути. Спрашивается, почему же не разрывается самый столб ртути, почему силы притяжения между молекулами ртути способны удержать столбик весом в несколько грамм?

Чтобы ответить на этот вопрос, приходится обратиться к рассмотре-

нию кривых, изображающих уравнение состояния жидкости ван-дер-Ваальса. Обычно наблюдаемые состояния жидкости соответствуют криволинейному отрезку  $AB$  (рис. 42). Отрезок  $CD$  соответствует газообразному состоянию, а горизонтальный прямой отрезок  $BC$  — состоянию насыщенного пара. Криволинейный отрезок от  $B$  до  $E$  соответствует малоустойчивым, но все же возможным состояниям „перегретой“ или в интересующем нас случае лучше сказать „перерастянутой“ жидкости (т. е. жидкости, имеющей при данной температуре больший объем и меньшее давление, чем соответствует одновременному существованию жидкости и насыщенного пара). Ход кривых ван-дер-Ваальса, из которых каждая соответствует определенной температуре, показывает, что давление „перегретой“ жидкости может быть отрицательным (нижняя кривая рис. 42). Величины констант ван-дер-Ваальса  $a$  и  $b$  для ртути таковы, что при комнатной температуре кривые ван-дер-Ваальса для ртути как раз обладают этим свойством. Таким образом явление прилипания мы должны рисовать себе так: ртуть в закрытом капилляре, при опускании ее в открытом колене переходит в состояния, соответствующие неустойчивому отрезку кривой ван-дер-Ваальса, и имеет „отрицательное давление“, этим и объясняется то, что в закрытом капилляре уровень ртути выше, чем в открытом. Обычно существование отрицательного давления демонстрируется путем осторожного поднятия очень длинной барометрической трубки со ртутью из другой более широкой трубки, заполненной ртутью. Если ртуть достаточно обезгажена кипячением и ртуть и стекло чисты, то столб ртути не отрывается от закрытого конца барометрической трубки, когда разница уровней в трубках становится равной атмосферному давлению, а получается такое же „явление прилипания“, как в манометре Мак-Леода. Таким путем удается получить разность уровней в трубках, соответствующую нескольким атмосферам.

Рис. 42. Кривые ван-дер-Ваальса для различных температур.

Явление прилипания имеет большое практическое применение в тех случаях, где важна не абсолютная величина имеющегося давления, а возможность полностью использовать разрежение, даваемое насосом. Явление прилипания показывает нам, что эта возможность достигнута и никакой течи в вакуум-аппаратуре нет.

Недостатки манометра Мак-Леода следующие: 1) чем ниже давление, тем меньше точность производимых измерений; 2) манометр не учитывает давления ртутных паров, так как эти пары при сжатии конденсируются в жидкость; 3) манометр неверно измеряет давление легко сжимаемых паров; 4) измерения манометров Мак-Леода производятся довольно медленно.

Определение постоянной  $\frac{S}{V}$  манометра Мак-Леода [формула (5')], необходимое для пользования этим манометром по 2-му способу отсчета, производится до приайки манометра к вакуум-установке. Манометр

опрокидывают, наполняют ртутью до разветвления трубок и определяют объем  $v$ , выливая эту ртуть в мензурку. Затем наливают в колбу манометра небольшое количество ртути, надевают на открытый конец нижней трубки манометра трубку из вакуумной резины, соединяют эту трубку с фор-вакуумным насосом и под вакуумом переливают небольшое количество ртути в капилляр; измеряют длину столба, занимаемого в капилляре ртутью; отъединяют резиновую трубку и затем взвешивают манометр вместе с ртутью.

По разности веса пустого манометра и манометра со ртутью определяют вес и отсюда объем ртути в капилляре и, деля на длину столбика, площадь поперечного сечения капилляра.

Если желательно достигнуть большей точности измерений и учесть возможную неравномерность поперечного сечения капилляра по его

длине и форму закругления его верхнего конца, то, определив общий объем баллона и капилляра  $v$ , высчитывают, каким количеством ртути соответствуют объемы:  $10^{-5}v$ ,  $10^{-4}v$ ,  $10^{-3}v$ ,  $10^{-2}v$ .

Затем последовательно отвешивают эти количества ртути, загоняют каждый из них в отдельности под вакуумом в кончик капилляра и, держа манометр капилляром вниз, делают на капилляре горизонтальную отметку на высоте мениска ртути для производства измерений по первому из указанных на стр. 76 способов. Необходимо заметить, что при поднятии ртути во время измерений в капилляре, поставленном закрытым концом вверх, объем сжатого газа в капилляре над ртутью не соответствует в точности объему ртути, заполнявшей капилляр до той же метки во время нанесения последней при перевернутом положении капилляра. Это происходит вследствие кривизны мениска ртути, как видно на рис. 43. Для того, чтобы объем между ртутью и концом капилляра был один и тот же в обоих случаях, надо, чтобы мениск занимал в первом случае положение  $AMB$ , а во втором —  $A''M''B''$ . Несложный подсчет<sup>1)</sup> показывает, что расстояние  $u$  вершины мениска  $A''M''B''$  от основания  $K$  мениска  $AMB$  будет порядка 0,06 высоты мениска. Поэтому при калибровке манометра метку наносят не против вершины мениска ртути при перевернутом положении капилляра, а против основания этого мениска.

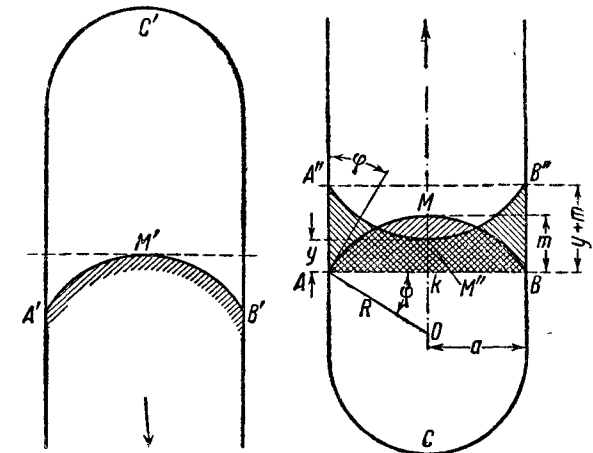


Рис. 43.

ноту отметку на высоте мениска ртути для производства измерений по первому из указанных на стр. 76 способов. Необходимо заметить, что при поднятии ртути во время измерений в капилляре, поставленном закрытым концом вверх, объем сжатого газа в капилляре над ртутью не соответствует в точности объему ртути, заполнявшей капилляр до той же метки во время нанесения последней при перевернутом положении капилляра. Это происходит вследствие кривизны мениска ртути, как видно на рис. 43. Для того, чтобы объем между ртутью и концом капилляра был один и тот же в обоих случаях, надо, чтобы мениск занимал в первом случае положение  $AMB$ , а во втором —  $A''M''B''$ . Несложный подсчет<sup>1)</sup> показывает, что расстояние  $u$  вершины мениска  $A''M''B''$  от основания  $K$  мениска  $AMB$  будет порядка 0,06 высоты мениска. Поэтому при калибровке манометра метку наносят не против вершины мениска ртути при перевернутом положении капилляра, а против основания этого мениска.

<sup>1)</sup> Дюнуайе, *Техника высокого вакуума*, стр. 62.

Вследствие малости величины  $u$  и постоянного наличия других причин неточности измерений манометром Мак-Леода величину  $u$  не учитывают в качестве поправки при нанесении метки, тем более, что на рис. 43 и основанном на этом рисунке подсчете величины  $u$  не принято во внимание то обстоятельство, что в одном и том же капилляре форма мениска ртути и его высота будут различны в зависимости от того, соприкасается ли ртуть с атмосферой или с вакуумом. Чтобы предусмотреть это последнее обстоятельство, рекомендуем наносить метку не разбедняя манометра с фор-вакуумным насосом после заполнения кончика капилляра ртутью. Рамасвани указал метод градуировки манометра Мак-Леода (определение постоянной) не отнимая манометр от всей вакуумной системы [25].

§ 4. Абсолютный манометр Кнудсена; радиометрические манометры. Радиометрический манометр Кнудсена основан на так называемом радиометрическом эффекте. Если в достаточно разреженный газ

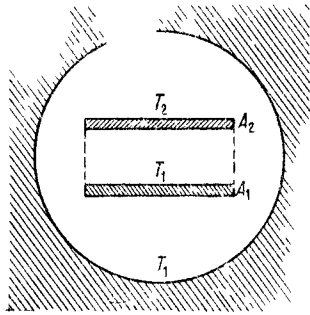


Рис. 44.

поместить легкую мельничку со слюдяными крылышками, причем одна из сторон этих крылышек зачернена, и осветить мельничку, то даже при слабом освещении мельнички она начнет вращаться в таком направлении, как если бы зачерненные стороны крылышек отталкивались лучом света. На самом деле сущность явления заключается в том, что зачерненные стороны крылышек нагреваются лучами больше, чем противоположные их стороны. Ударяющиеся о зачерненную поверхность молекулы уносят с собой в среднем большее количество движения, чем молекулы, ударяющиеся о незачерненные стороны, причем этот избыток не может компенсироваться столкновениями между молекулами, так как длина свободного пути достаточно велика. В результате давление газа на зачерненные поверхности оказывается больше и крылышки приходят во вращение.

Теория радиометрического эффекта для „низких“ давлений газа была дана Кнудсенom [4,5] и в более строгой форме Лоренцом [29]. Пусть  $A_2$  и  $A_1$  (рис. 44) две параллельные пластинки, помещенные в газ, достаточно разреженный для того, чтобы длина свободного пути молекулы была велика по сравнению с расстоянием между пластинками. Пусть  $T_2$  и  $T_1$  — абсолютные температуры обеих пластин, причем  $T_1$  есть в то же время и температура стенок сосуда, содержащего газ и самого газа вне пространства, заключенного между пластинками. При  $T_2 > T_1$  радиометрические силы стараются раздвинуть пластинки.

Пусть в каждом кубическом сантиметре пространства, заключенного между пластинками, содержится  $n_1$  молекул с общим направлением движения от  $A_1$  к  $A_2$ , т. е. таких молекул, которые предварительно ударились о пластинку  $A_1$  и  $n_2$  молекул, ударившихся предварительно о пластинку  $A_2$ , с направлением движения от  $A_2$  к  $A_1$ . Пусть для первых молекул средняя квадратичная скорость равна  $G_1$ , а средняя арифметическая  $\bar{c}_1 = \Omega_1$ . Те же величины для второй группы молекул  $G_2$

и  $\bar{c}_2 = \Omega_2$ . Из того положения, что плотность газа в установившемся состоянии не должна где бы то ни было изменяться с течением времени, следует, что число молекул, проходящих в 1 сек через единицу мысленно проведенной в газе плоской поверхности, параллельной пластинкам, должно быть одинаковым как в направлении от  $A_2$  к  $A_1$ , так и в обратном. Так как, по кинетической теории газов, число молекул, попадающих в 1 сек на 1 см<sup>2</sup> любой поверхности, проведенной в газе, равно  $\frac{1}{4} n \Omega$ , то

$$\frac{1}{4} n_1 \Omega_1 = \frac{1}{4} n_2 \Omega_2$$

или

$$n_1 \Omega_1 = n_2 \Omega_2. \quad (6)$$

Далее, через боковую поверхность, ограничивающую заключенный между пластинками объем, по тем же самым соображениям также не должно быть никакого движения газа как целого. Для того чтобы выразить это математически, будем рассматривать находящиеся между пластинками  $A_1$  и  $A_2$  молекулы как два различных газа, имеющих температуры  $T_2$  и  $T_1$  и средние арифметические скорости движения молекул  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$ . Добавим к имеющимся числам молекул  $n_1$  и  $n_2$  такое же число молекул, имеющих такие же скорости по величине, но обратно направленные. Так как столкновениями молекул газа между собой мы можем пренебречь, вследствие большой величины свободного пути, то такое добавление несколько не изменит условий движения молекул между пластинками. В результате нашего допущения мы будем иметь, что в единице объема содержится  $2n_1$  молекул одного газа, имеющих среднюю скорость  $\Omega_1$ , и  $2n_2$  молекул второго газа, имеющих среднюю скорость  $\Omega_2$ . Так как теперь молекулы каждого газа двигаются во всех направлениях, то к ним применим вывод Кнудсена для числа молекул, попадающих в 1 сек на 1 см<sup>2</sup> любой поверхности, проведенной в газе, и, следовательно, мы можем написать, что на 1 см<sup>2</sup> указанной боковой поверхности, ограничивающей объем  $v$ , попадает изнутри этого объема  $\frac{1}{4} 2n_1 \Omega_1$  молекул первого газа и  $\frac{1}{4} 2n_2 \Omega_2$  молекул второго газа, или всего

$$\frac{1}{4} (2n_1 \Omega_1 + 2n_2 \Omega_2) \text{ молекул.}$$

Так как мы увеличили в два раза число молекул каждого газа, то, следовательно, фактически на 1 см<sup>2</sup> поверхности попадет

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4} (2n_1 \Omega_1 + 2n_2 \Omega_2) \text{ молекул.}$$

С другой стороны, на эту же поверхность попадают молекулы газа находящегося вне пространства, заключенного между пластинками  $A_1$  и  $A_2$ . Пусть число молекул газа в единице объема вне этого пространства равно  $n$ , а средняя квадратичная и средняя арифметическая скорости этих молекул соответственно равны  $G$  и  $\Omega$ . Тогда с этой стороны

через  $1 \text{ см}^2$  проходят  $\frac{1}{4} n\Omega$  молекул, и мы должны иметь

$$\frac{1}{4} n\Omega = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4} (2n_1\Omega_1 + 2n_2\Omega_2),$$

или

$$n\Omega = n_1\Omega_1 + n_2\Omega_2. \quad (7)$$

Из равенств (6) и (7) следует:

$$2n_1\Omega_1 = 2n_2\Omega_2 = n\Omega$$

или

$$n_1\Omega_1 = n_2\Omega_2 = \frac{1}{2} n\Omega. \quad (8)$$

Найдем давление газа  $p$  и  $p'$  вне пространства, заключенного между пластинками, и внутри этого пространства. По основной формуле кинетической теории

$$p = \frac{1}{3} m \cdot nG^2. \quad (9)$$

Что касается величины  $p'$ , то ее найдем из соображений, аналогичных приведенным при выводе формулы (7), — именно считаем, что имеется два газа с числом молекул в единице объема  $2n_1$  и  $2n_2$ ,двигающихся во всевозможных направлениях. В таком случае давление  $p''$  мы получим как сумму парциальных давлений, т. е.

$$p'' = m \frac{1}{3} (2n_1G_1^2 + 2n_2G_2^2). \quad (10)$$

Так как число молекул взято нами в два раза больше фактического их числа, то, следовательно, действительное давление в пространстве между пластинками в два раза меньше:

$$p' = \frac{1}{2} p'' = \frac{1}{3} m (n_1G_1^2 + n_2G_2^2). \quad (11)$$

Из формул (9) и (10) следует, что превышение давления  $p'$  над  $p$ , или другими словами, сила, стремящаяся раздвинуть пластинки  $A_1$  и  $A_2$  и отнесенная к  $1 \text{ см}^2$ , равна:

$$F = p' - p = p \left( \frac{p'}{p} - 1 \right) = p \left( \frac{n_1G_1^2 + n_2G_2^2}{nG^2} - 1 \right).$$

Так как по нашему условию температура пластинки  $A_1$  и газа вне пространства, заключенного между пластинками, одинакова, то, следовательно:

$$G_1 = G \quad \text{и} \quad \Omega_1 = \Omega.$$

Отсюда имеем:

$$F = p \left( \frac{n_1G_1^2 + n_2G_2^2}{nG_1^2} - 1 \right), \quad (12)$$

но (как указано в гл. II)

$$\Omega = G \sqrt{\frac{8}{3\pi}},$$

и отсюда

$$\frac{G_1}{\Omega_1} = \frac{G_2}{\Omega_2} = \frac{G}{\Omega}. \quad (13)$$

Как показал Кнудсен, это соотношение, бесспорное для случая, когда весь газ в общем находится при одной температуре, применимо и для данного случая при наличии скоростей, соответствующих двум различным температурам, при том, однако, ограничении, чтобы разность этих температур была невелика. Вынесем за скобки в равенстве (12) в числителе  $n_1\Omega_1$  или, что то же, согласно (6),  $n_2\Omega_2$ , а в знаменателе  $n\Omega_1$ . Тогда

$$F = p \left[ \frac{n_1\Omega_1 \left( \frac{G_1^2}{\Omega_1} + \frac{G_2^2}{\Omega_2} \right)}{n\Omega_1 \frac{G_1^2}{\Omega_1}} - 1 \right].$$

Из (8) следует, что  $\frac{n_1\Omega_1}{n\Omega_1} = \frac{1}{2}$ , и, следовательно,

$$F = \frac{p}{2} \left[ \frac{G_1 \frac{G_1}{\Omega_1} + G_2 \frac{G_2}{\Omega_2}}{G_1 \frac{G_1}{\Omega_1}} - 2 \right].$$

Отсюда согласно (13):

$$F = \frac{p}{2} \left[ \frac{G_1 + G_2}{G_1} - 2 \right],$$

или

$$F = \frac{p}{2} \left( \frac{G_2 - G_1}{G_1} \right) = \frac{p}{2} \left( \frac{G_2}{G_1} - 1 \right). \quad (14)$$

Применяя соотношение

$$\frac{G_2}{G_1} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$$

и подставляя это выражение в (14), находим, что отталкивательная сила, действующая на  $1 \text{ см}^2$  каждой пластинки, равна:

$$F = \frac{p}{2} \left( \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} - 1 \right). \quad (15)$$

Отсюда

$$p = \frac{2F}{\sqrt{\frac{T_2}{T_1}} - 1}. \quad (16)$$

В случае, если  $T_2$  мало отличается от  $T_1$ , так что отношение  $\frac{T_2}{T_1}$  близко к единице, формулу (16) можно упростить. Именно, полагая

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 + \alpha, \quad \text{где} \quad 0 < \alpha < 1,$$

имеем:

$$\sqrt{\frac{T_2}{T_1}} = \sqrt{1 + \alpha} = (1 + \alpha)^{\frac{1}{2}}.$$

Разлагая этот двучлен по биному Ньютона или в ряд Тейлора

$$(1 + \alpha)^2 = 1 + \frac{\alpha}{2} + \dots \quad (17)$$

и пренебрегая членами высших порядков, начиная со второго, получаем:

$$\sqrt{\frac{T_2}{T_1}} = 1 + \frac{\alpha}{2}.$$

Так как в данном случае

$$\alpha = \frac{T_2}{T_1} - 1 = \frac{T_2 - T_1}{T_1},$$

то

$$\sqrt{\frac{T_2}{T_1}} = 1 + \frac{T_2 - T_1}{2T_1} = \frac{T_2 + T_1}{2T_1},$$

и, следовательно,

$$p = \frac{2F}{\frac{T_1 + T_2}{2T_1} - 1} = 4F \frac{T_1}{T_2 - T_1}. \quad (18)$$

Таким образом, зная температуры  $T_2$  и  $T_1$  и измерив тем или иным способом силу  $F$ , мы можем определить по формуле (16) или (18) давление газа  $p$ . Это определение будет тем точнее, чем больше длина



Рис. 45.

свободного пути молекул по сравнению с расстоянием между пластинками и чем меньше разность температур ( $T_2 - T_1$ ). Кнудсен показал, что столкновениями молекул между собой в пространстве между пластинками  $A_1$  и  $A_2$  можно пренебречь, если длина свободного пути молекул газа более чем в 200 раз превышает расстояние между пластинками<sup>1)</sup>. В формулу (16) не входят никакие величины, характеризующие данный газ, и, следовательно, манометр, основанный на этом принципе, не требует сравнения с другим манометром, т. е. градуировки. Поэтому описываемый манометр назван Кнудсенем абсолютным. Практически радиометрический манометр может быть осуществлен например так: пластинка  $A_1$  подвешена на крутильной нити, причем эта пластинка состоит из двух частей, симметрично расположенных по отношению к нити и находящихся против двух более теплых пластинок  $A_2$ , как показано на рис. 45. Отталкивательная сила может быть вычислена по углу закручивания нити. Момент кручения  $M$  пропорционален углу кручения  $\varphi$ :  $M = c\varphi$ . С другой стороны, обозначив высоту пластинок через  $l$ , находим, что сила, приходящаяся на элемент поверхности пластинок высотой  $l$  и шириной  $dx$ , равна  $Fldx$ . Момент этой силы относительно оси кручения равен  $xFldx$ . Проинтегрировав это выражение в пределах от  $x = r_1$  до  $x = r_2$  и умножив его на 2, так

как мы имеем здесь две пластинки, получим величину крутящего момента:

$$M = 2 \int_{r_1}^{r_2} xFldx = 2Fl \frac{1}{2} (r_2^2 - r_1^2) = Fl(r_2^2 - r_1^2). \quad (19)$$

Обозначим площадь каждой пластинки через  $S$ , а среднее расстояние от пластинки до оси кручения через  $r$ . Тогда

$$S = (r_2 - r_1)l \quad \text{и} \quad r = \frac{r_1 + r_2}{2}.$$

Заменив в формуле (19) величину  $(r_2^2 - r_1^2)$  через  $(r_2 + r_1)(r_2 - r_1)$  и подставив вместо  $l(r_2 - r_1)$  величину  $S$ , а вместо  $r_2 + r_1$  величину  $2r$ , получим окончательно:

$$M = 2FSr. \quad (20)$$

Приравняв оба выражения крутящего момента, получим:

$$\varphi c = 2FSr. \quad (21)$$

Постоянная кручения  $c$  находится, как обычно, по моменту инерции  $I$  подвешенной системы и периоду ее колебаний  $\tau$  по формуле<sup>1)</sup>:

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{I}{c}},$$

откуда

$$c = \frac{4\pi^2 I}{\tau^2}.$$

Подставив это выражение в равенство (21), имеем:

$$F = \frac{\varphi c}{2Sr} = \frac{4\pi^2 \varphi I}{2Sr\tau^2} = \frac{2\pi^2 I}{Sr\tau^2} \varphi;$$

подстановка этого выражения в равенство (16) или (18) дает:

$$p = \frac{4\pi I}{Sr\tau^2} \varphi \frac{1}{\sqrt{\frac{T_2}{T_1} - 1}} \quad (22)$$

или

$$p = \frac{8\pi^2 I}{Sr\tau^2} \varphi \frac{T_1}{T_2 - T_1}. \quad (23)$$

Определив для данной системы период колебания и геометрические размеры, мы можем вычислить для нее момент инерции  $I$ . Определение давления сводится к измерению температур и к измерению угла закручивания  $\varphi$  обычным путем помощи зеркала, укрепленного на закручивающейся нити, трубы и шкалы. Так как температура холодной пластинки  $A_1$  равна температуре газа и сосуда, в котором заключен газ, то о ней можно судить по термометру, измеряющему температуру сосуда; температуру же горячей пластинки можно определить по ее

<sup>1)</sup> Теорию радиометрического эффекта для „высоких“ давлений, а также для переходной области от низких давлений к высоким читатель найдет в статье А. К. Тимирязева<sup>[30]</sup>.

<sup>1)</sup> См., например, учебник Эйхенвальда, *Электричество*, стр. 342, изд. 1928 г.



сопротивлению электрическому току, который пропускается через пластинку для ее нагревания. В виде пары пластинок, подвешенных на закручиваемой нити, радиометрический манометр был построен Кнудсеном и при соблюдении всех необходимых предосторожностей был использован им как абсолютный. Однако в этом виде, при точном учете температур и соблюдении условия, что  $L$  в 200 раз больше расстояния между пластинками, радиометрический манометр является очень громоздким, а требование небольшой разности температур  $T_2$  и  $T_1$  делает его мало чувствительным. При увеличении этой разности температур приходится считаться, во-первых, с тем что холодная пластинка нагревается вследствие лучеиспускания горячей и потому температура ее становится отличной от температуры окружающего газа, и, во-вторых, с тем обстоятельством, что ударяющиеся о стенку молекулы не приобретают в точности среднюю скорость, соответствующую температуре стенки. Учет этого обстоятельства требует введения в формулы „коэффициента аккомодации“  $a$  [6, 31]. Коэффициент аккомодации различен для различных газов, а потому при сколько нибудь заметной разности температур  $T_2$  и  $T_1$  радиометрический манометр перестает быть абсолютным. Вспомним еще, что формула (16) не учитывает краевых эффектов. Порядок величины этих краевых эффектов таков, что, как показывает опыт, при расстоянии между пластинками порядка их линейных размеров радиометрическая сила не только перестает быть пропорциональной давлению, но даже перестает увеличиваться с увеличением давления, и начинает падать. Между тем иметь вместо манометра Мак-Леода другой абсолютный и притом практически удобный манометр, применение которого не обусловлено налагаемыми на манометр Мак-Леода ограничениями в отношении выбора газов, очень существенно. Достигнуть этого можно, развивая дальше теорию радиометрического эффекта с учетом краевых эффектов и изучая коэффициент аккомодации. В отношении первого из этих двух вопросов мы имеем в настоящее время работы Мартина [7] (1930 г.) и Спивака [8] (1932 г.), причем Мартином произведены также и экспериментальные измерения зависимости радиометрической силы от расстояния между пластинками. Теоретические выкладки Мартина приводят его к формуле:

$$F = p \frac{b^4}{\pi^2 d^2} \frac{T_2 - T_1}{T_1}, \quad (24)$$

где  $d$  — расстояние между пластинками, а  $b$  — линейный размер пластинок (они предполагаются квадратными). Формула (24) выведена для больших отношений  $\frac{d}{b}$ . Спивак, учитывая, что давление на холодную пластинку складывается из трех частей:

- 1) ударов молекул, приходящих со стороны более теплой пластинки,
- 2) ударов молекул, приходящих из внешнего пространства, и
- 3) реакции молекул, отражающихся от холодной пластинки, приходит к формуле:

$$F = \frac{p}{2} \gamma \left( \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} - 1 \right), \quad (25)$$

где 
$$\gamma = \frac{1}{\pi} \left[ \frac{2 \left( 1 + \frac{d^2}{b^2} \right) b^2 - d^2}{b^2 \sqrt{1 + \frac{d^2}{b^2}}} - \frac{d}{b} \right] \operatorname{arctg} \frac{b}{d}. \quad (26)$$

Для  $b = 0,5$  см Спивак дает таблицу (табл. 1), выражающую  $\gamma$  через  $d$ , и соответствующую ей кривую рис. 46.

Таблица 1

$d$ в сантиметрах	$\gamma$	$d$ в сантиметрах	$\gamma$
0,05	0,889	0,5	0,280
0,1	0,787	1,0	0,101
0,2	0,624	2,0	0,029
0,3	0,467	5,0	0,005

При больших  $d$ , приравнивая малый угол его тангенсу и пренебрегая  $\frac{b^2}{d^2}$  по сравнению с единицей, Спивак находит вместо (25) и (26):

$$F = p \frac{b^2}{\pi a^2} \left( \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} - 1 \right), \quad (27)$$

выражение, которое после обычного разложения  $\sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$  в ряд отличается от выражения (24) Мартина лишь числовым множителем. Рис. 47 дает сравнение формул Мартина и Спивака с данными опыта Мартина.

Кривая Спивака (верхняя) близко совпадает с данными опыта (кружочки). Кривая Мартина соответствует им несколько хуже. Далее, принимая во внимание коэффициент аккомодации и учитывая, что средняя скорость молекул зависит от того, сколько раз и с какой пластинкой каждая из них столкнулась, Спивак выводит формулы для радиометрической силы в этом общем случае и показывает, что при малой разности температур  $T_2$  и  $T_1$  они превращаются в формулы (25) и (26).

Таким образом работа Спивака дает возможность строить и пользоваться абсолютными радиометрическими манометрами практически приемлемых размеров [1).

1) О пределах применимости манометра Кнудсена см. также [26].

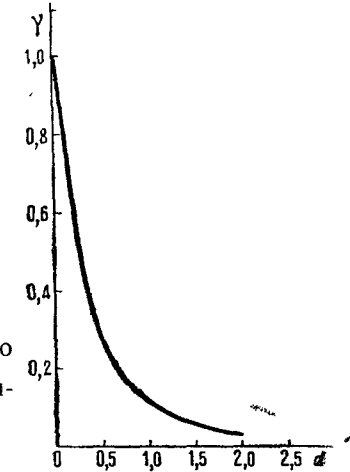


Рис. 46.

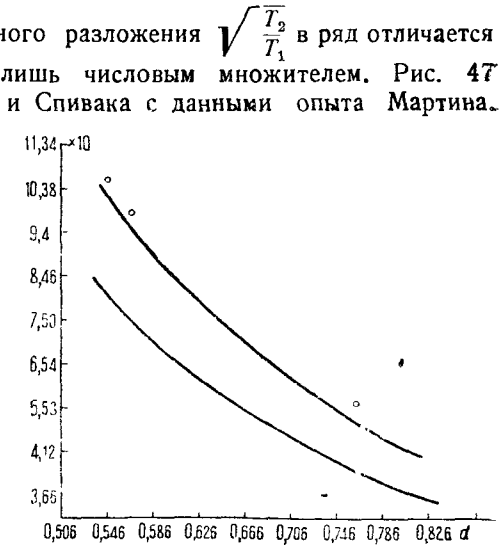


Рис. 47.

Если в качестве абсолютного радиометрического манометра был до сих пор использован лишь одним Кнудсен, то в качестве манометра, градуируемого сравнением с другими, им пользовались нередко. Предложено большое количество конструкций таких радиометрических манометров. При надобности читатель найдет их описание в книге Дюнуайе, *Техника высокого вакуума*. Приведем здесь лишь схематические чертежи двух типов (рис. 48 и 49), из которых видна общая идея устройства таких манометров. На рис. 48 *D* представляет собой

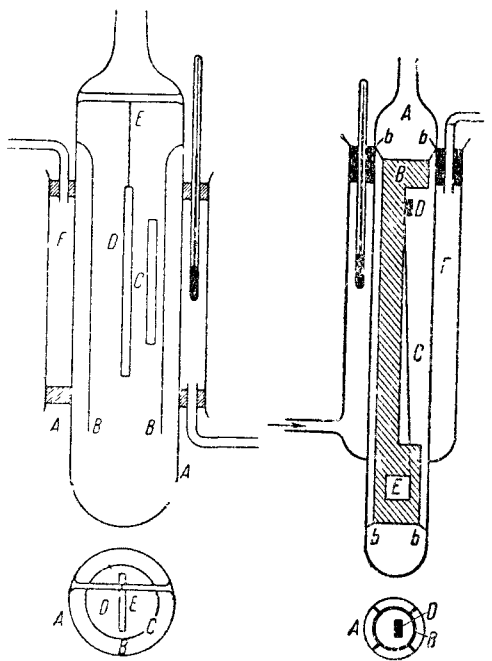


Рис. 48.

Рис. 49.

легкую плоскую пластинку, служащую одной из пластинок радиометрического манометра. Другую пластинку заменяет стекло трубки *A*, подогреваемое или охлаждаемое водой, протекающей через рубашку *F*. Внутренняя трубка *B* служит для того, чтобы защитить пластинку *D* от ударов молекул, приходящих от стенки *A*, за исключением той части этой стенки, которая находится против прямоугольного выреза *C* в трубке *B*. Пластинка *D* подвешена на нити *E* так, что отверстие *C* находится не против ее середины, а ближе к одному из краев. Вследствие этого пластинка *D* под действием радиометрического эффекта начинает поворачиваться, и нить *E* закручивается. На рис. 49 изображен манометр с золотым листочком *C*. При пропускании через рубашку *F* теплой

воды листочек вследствие своей малой массы быстро нагревается, тогда как массивное латунное тело *B* не успевает нагреваться. Радиометрические силы возникают между *B* и *C*. Отклонение листочка наблюдается в микроскоп через окошечко *E* в теле *B*. Для того чтобы избежать общего нагревания всех внутренних частей прибора, рекомендуется при всех измерениях пропускать через внешнюю рубашку прибора воду то на несколько градусов выше, то на столько же градусов ниже комнатной температуры.

Один из очень простых типов радиометрического манометра представляет собой легкая подвешенная на кварцевой нити пластинка, освещаемая определенным световым потоком. В этом случае разыгрываются такие же явления, как в случае кружковой мельнички, причем величина отклонения пластинки от положения равновесия зависит от давления газа.

Так как пластинки радиометрических манометров можно делать из

слюды и подвешивать их на кварцевых нитях, то радиометрические манометры можно применять и для химически активных газов, для которых неприменимы другие виды манометров, содержащие ртуть или металлические нити.

Что касается минимальных давлений, которые могут быть измерены при помощи радиометрического манометра, то абсолютный манометр Кнудсена давал возможность измерять давления порядка  $2 \cdot 10^{-5}$  мм Hg. Пользуясь очень легкими слюдяными рамочками и тонкими кварцевыми нитями, строят радиометрические манометры, дающие возможность измерять давления до  $10^{-7}$ — $10^{-8}$  мм Hg<sup>1)</sup>.

**§ 5. Манометры, основанные на теплопроводности газа.** При кратком изложении основ кинетической теории газов в главе II было указано, что теплопроводность газов, а также коэффициент внутреннего трения остаются неизменными при изменении давления газа только до известного предела, именно до тех пор, пока давление не достигнет такой величины, что длина свободного пути молекул газа становится соизмеримой с размерами сосуда. В этом случае уменьшение числа молекул более не компенсируется уменьшением числа столкновений между молекулами и вызывает уменьшение коэффициента теплопроводности газа.

Возьмем сосуд, в котором помещена нагреваемая электрическим током металлическая нить. Если давление газа, окружающего нить, достаточно низко, то уменьшение его влечет за собой уменьшение количества тепла, отдаваемого нитью, что, в свою очередь, вызывает увеличение температуры нити, если приток тепла к ней остается неизменным. Увеличение температуры имеет место до тех пор, пока потеря тепла через лучеиспускание, возрастающая пропорционально четвертой степени температуры, не увеличится настолько, что вновь наступит равновесие между получаемым и отдаваемым теплом. Об изменении температуры нити, а следовательно, и об изменении давления газа судят по изменению сопротивления нити. В этом и заключается принцип действия манометра, основанного на теплопроводности газа.

Передача тепла от нити через газ зависит от того, в какой степени молекулы газа воспринимают при ударе об нить среднюю скорость, соответствующую температуре нити, т. е. зависит от упомянутого в § 4 „коэффициента аккомодации“, различного для различных газов. Поэтому манометр, основанный на теплопроводности, не может быть абсолютным. Его показания зависят от природы газа. Подсчитать теоретически давление в каком-либо определенном газе на основании показаний такого манометра, учитывая коэффициент аккомодации—задача, до сих пор тоже еще неразрешенная, так как условия теплообмена нити и стенки колбы через газ еще недостаточно изучены, и теория этого явления представляет большие затруднения для практически наиболее интересной области давлений, когда нельзя пренебречь ни длиной свободного пути молекул газа по сравнению с линейными размерами сосуда, ни этими размерами по сравнению с длиной свободного пути. Поэтому манометр, основанный на теплопроводности, приходится градуировать сравнением его показаний с другими манометрами.

1) См. также [26].

Обычно манометром, основанным на теплопроводности, пользуются по схеме, данной Пирани и Галле [9, 10].

В том виде, в каком сконструировал свой манометр Пирани, он похож на лампочку накаливания (рис. 50), только нить в этом манометре не накаливают, а лишь слегка подогревают током. Нить должна быть установлена так, чтобы ее положение по отношению к стенкам колбы оставалось неизменным. Для поддержания во время измерений постоянной температуры колбы, последняя целиком погружается в ванну с водой определенной температуры.

На практике манометр Пирани-Галле можно заменить обыкновенной лампой накаливания с зигзагообразной вольфрамовой нитью. Конструктивные данные оригинального манометра Пирани-Галле следующие: нить изготовлена из чистой платины; ее длина—450 мм, диаметр—0,028 мм, температурный коэффициент сопротивления—0,00376; колба имеет длину 114 мм и диаметр 32 мм; нить нагревают до 100—125° С. В дальнейшем для краткости мы будем называть манометром Пирани всякий манометр, основанный на теплопроводности и на изменении сопротивления нити.

Для того чтобы судить об изменении сопротивления нити манометра и отсюда об изменении давления, манометр обычно помещают в одно из плеч всем известной измерительной схемы, называемой мостиком Уитстона. Определять при каждом измерении численно значение сопротивления нити было бы чересчур громоздким. Поэтому

градуировку манометра производят так, что устанавливают путем сличения с показаниями другого манометра соответствие между величиной измеряемого давления и показаниями какого-либо включенного в цепь измерительного прибора. Обычно в качестве такого прибора избирается гальванометр или чувствительный миллиамперметр  $G$  (в средней ветви мостика, рис. 51).

При всех отсчетах напряжение, подведенное к концам мостика  $A$  и  $B$ , должно быть строго постоянным. Оно проверяется при помощи вольтметра  $V$  и регулируется посредством потенциометра  $P$ .

Для точности измерений очень важно, чтобы сопротивление  $R$  в плече, соседнем с манометром  $M$ , весьма мало изменялось с изменением окружающей температуры. Градуировку производят обыкновенно так, что нулевое показание прибора  $G$  соответствует „вакууму прилипания“ в манометре Мак-Леода. Нуль устанавливается изменением сопротивления  $R_2$  или перемещением контакта вдоль струны реохорда, если  $R_2$  и  $R_1$  представлены двумя смежными частями такой

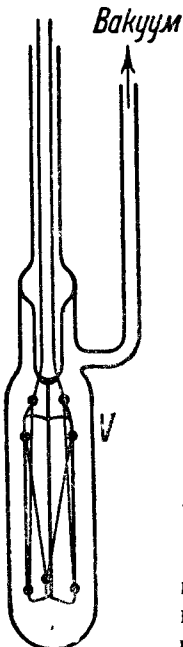


Рис. 50.

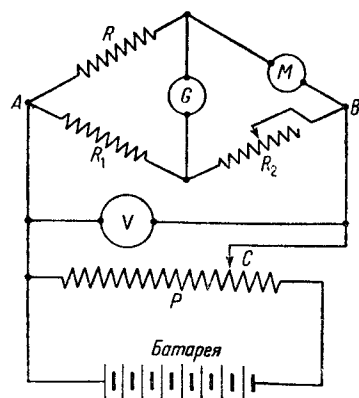


Рис. 51.

струны, как это обычно бывает в лабораторных типах мостика Уитстона. Опыт показывает, что изменение величины сопротивления  $R$  в зависимости от колебаний температуры можно до некоторой степени компенсировать установкой прибора на нуль при вакууме прилипания посредством передвижения контакта  $C$  перед каждым новым рядом измерений. Другой метод компенсации состоит в том, что вместо  $R$  пользуются точной копией манометра  $M_2$ , соединенной с насосом, и все время поддерживают в  $M_2$  вакуум прилипания. Наиболее, конечно, правильно градуировать манометр Пирани в отсутствии паров ртути, вымораживая их обычным способом. Но так как манометр Пирани очень часто предназначается для измерения давления водяных паров и паров других легко конденсируемых веществ, то в этих случаях при работе ртутными насосами градуировку приходится производить без вымораживания ртутных паров, так как вымораживание удалило бы одновременно и пары, давление которых нужно измерить. В этом случае показания манометра делаются еще более чувствительными к температуре, при которой находятся ближайшие к манометру части вакуум-аппаратуры, и применение вместо сопротивления  $R$  второго, компенсационного экземпляра манометра весьма уместно.

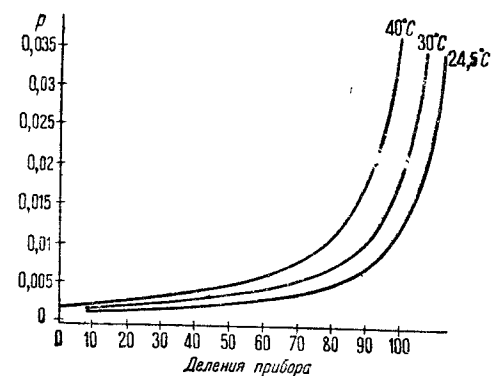


Рис. 52.

Вследствие большого числа причин, влияющих на показания манометра Пирани, этот манометр мало подходит для измерений, при которых ставится задача определить абсолютную величину давления. Но во всех тех случаях, где упор делается на относительные цифры давления — например при сравнительном изучении газоотдачи тел в вакууме при различных условиях прогрева, — манометр Пирани вполне достаточен и весьма удобен, так как в нем стрелка прибора непрерывно регистрирует измеряемое давление. Делая заключение о ходе изменения давления по движению стрелки прибора, не надо, однако, забывать, что манометр Пирани обладает некоторой тепловой и механической инерцией. Для установления температурного равновесия нити и, в конечном итоге, для установления стрелки измерительного прибора в положении, точно соответствующем измеряемому давлению, требуется некоторое время. Поэтому при очень быстрых изменениях давления ход стрелки даст только приближенное представление о течении процесса. Кривая зависимости показаний прибора в мостике Уитстона от давления имеет вид, изображенный на рис. 52. Кемпбелл [11] указал метод пользования схемой манометра Пирани, при котором диаграмма манометра представляет собой прямую линию. Если при каждом измерении устанавливать стрелку прибора  $G$  в мостике на нуль путем изменения разности потенциалов  $V$ , приложенной к точкам  $A$  и  $B$ , и если обо-

значить разность потенциалов, соответствующую нулевому положению прибора  $G$  при вакууме прилипания в манометре через  $V_0$ , то между давлением  $P$  и величиной  $\frac{V^2 - V_0^2}{V_0^2}$  существует приблизительно линейная зависимость. На рис. 53 зависимость эта представлена для некоторых газов согласно измерениям Кемпбелла <sup>1)</sup>. Подсчеты Кемпбелла хорошо оправдываются за исключением углекислоты и отчасти паров воды. Прямолинейная зависимость является очень заманчивой, так как сильно могла бы облегчить процедуру градуировки манометра. Однако на

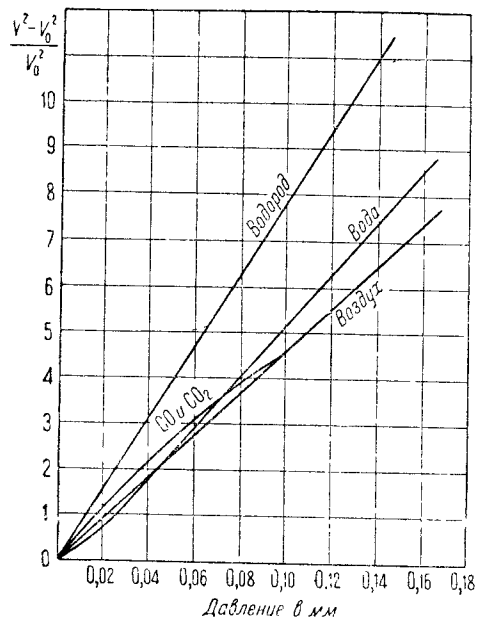


Рис. 53.

практике способ, предложенный Кемпбеллом, наталкивается на то затруднение, что весь предел измерений давлений от очень низких значений до таких, при которых теплопроводность уже очень мало меняется с давлением, соответствует небольшому числу вольт по шкале вольтметра  $V$  (рис. 51), и потому вся схема оказывается мало чувствительной для измерения давления или же требует применения специальных, более или менее сложных методов отсчета величины  $V$  (компенсационные методы). Что касается величины тех минимальных давлений, которые еще можно измерять при помощи манометра, основанного на теплопроводности, то эта величина зависит от чувствительности электрической схемы и в частности от чувствительности прибора  $G$ , измеряющего ток в мостике (рис. 51). Однако, если мы захотим измерять очень низкое давление, применяя в качестве прибора  $G$  чувствительный гальванометр, то мы натолкнемся на весьма значительные трудности в смысле сохранения постоянства температурного режима различных частей электрической схемы и колбы манометра.

Без сохранения такого постоянства результаты измерений будут чрезвычайно изменчивы, и их колебания перекроют порядок величины измеряемого давления.

При помощи манометра Пирани легко можно измерять давления вниз до  $10^{-4}$  мм и без особенно больших затруднений до  $10^{-5}$  мм Hg.

Верхний предел применимости манометра Пирани 0,2 — 0,3 тор. В этой области давлений при обычных размерах вакуумных сосудов теплопроводность газа становится мало зависящей от давления <sup>[24]</sup>. Кроме

<sup>1)</sup> Теоретические выкладки Кемпбелла, приводящие к линейной зависимости, о которой идет речь, можно найти в книге Д ю н а ч е.

манометра Пирани, находит еще применение манометр, основанный на использовании термоэлемента. В колбу манометра сделано четыре ввода  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  (изображенные на рис. 54). К этим вводам присоединены две проволочки или два стерженька из различных металлов, расположенные крест-накрест и спаянные в месте соприкосновения. Этот спай образует термопару, нагреваемую током через вводы  $A$  и  $B$ . Цепь термопары замыкается через вводы  $C$  и  $D$  на гальванометр  $G$  (рис. 54). Температура спаю, а следовательно, и величина тока, измеряемого прибором, зависит от подогревного тока и от охлаждения термопары через газ. Таким образом, поддерживая постоянный подогревный ток при помощи сопротивления  $R$  и миллиамперметра  $mA$ , можно градуировать показания прибора  $G$  по отношению к давлению газа в манометре. Такие манометры изготовляются Джeneral Электрик Компани и применяются, например, в катодных осциллографах этой же фирмы. По сравнению с манометром Пирани этот манометр имеет то преимущество, что надо заботиться лишь о постоянстве температуры колбы манометра. Температурная зависимость внешних элементов схемы, доставляющая много хлопот при применении манометра Пирани, здесь не играет роли.

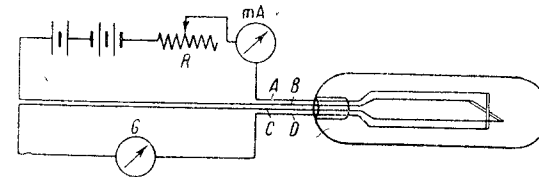


Рис. 54.

Особый тип манометра, основанного на изменении теплопроводности газа, представляет собой стрелочный манометр Клумба и Гаазе. В этом манометре при изменении теплопроводности газа изменяется температура биметаллической полоски, состоящей из двух наложенных один на другой и крепко спаянных металлов с разными коэффициентами теплового расширения. При изменении температуры такая полоска изгибается или выпрямляется благодаря неравномерному расширению составляющих ее металлов. Это движение передается стрелке прибора. Как указывают Клумб и Гаазе построенными ими манометрами можно измерять давления в пределах от 1 до  $10^{-4}$  тора (и даже до  $10^{-5}$ ) <sup>[19]</sup>.

**§ 6. Ионизационный манометр.** При прохождении электрического тока через газы электрические заряды переносятся положительными и отрицательными ионами, причем отрицательными ионами в газах служат, главным образом, свободные электроны. Положительные ионы летят к отрицательному полюсу, отрицательные ионы и электроны — к положительному. Если в трубке находится в качестве катода раскаленный металлический волосок (вольфрамовый), то ионизация газа, т. е. образование свободных положительных ионов и электронов в значительном количестве, происходит вследствие столкновения с молекулами газа электронов, вылетающих из накаливаемого волоска и ускоряемых электрическим полем. Явление выхода свободных электронов из накаливаемых металлов называется термоионной эмиссией <sup>1)</sup> и происходит от того, что в металле существуют электроны, достаточно слабо связанные с ато-

<sup>1)</sup> Термоионной эмиссии посвящена глава VIII этой книги.

мами металла и достаточно быстро движущиеся для того, чтобы вылететь за поверхность металла. Расщепление нейтральной молекулы или атома при столкновении с электроном происходит только в том случае, если электрон обладает достаточной кинетической энергией для того, чтобы произвести расщепление.

Но кинетическая энергия электрона равна работе сил ускоряющего электрон поля, а потому мы имеем:

$$\frac{mv^2}{2} = eV,$$

где  $m$ ,  $v$ ,  $e$  — масса, скорость и заряд электрона, а  $V$  — разность потенциалов, пройденная электроном от начала движения. Таким образом, чтобы накопить определенный запас кинетической энергии, необходимый для ионизации молекул данного газа, электрон должен пройти определенную разность потенциалов. Эта разность потенциалов называется *ионизационным потенциалом* данного газа.

Представим себе теперь, что в нашем приборе, кроме раскаленного катода и холодного анода, имеется еще третий электрод, имеющий отрицательный потенциал, например, обращаясь к случаю катодной лампы, отрицательно заряженная сетка. Летящие от катода к аноду электроны будут разбивать на своем пути молекулы газа, причем при одном и том же электрическом поле число образующихся положительных ионов будет прямо пропорционально числу пролетающих в единицу времени от катода к аноду электронов и прямо пропорционально числу молекул, которые каждый электрон встречает на своем пути; а это последнее число прямо пропорционально числу молекул газа, заключающихся в единице объема, следовательно, пропорционально давлению газа.

Образованные при столкновении положительные ионы летят к отрицательно заряженному электроду, который в этом случае называют *коллектором* (собирателем), частично, конечно, и к катоду и образуют *ионный ток*, в то время как летящие к аноду электроны образуют *электронный ток* (направление тока — обратное). Отношение величины ионного тока к электронному будет тем больше, чем больше давление газа. Это отношение еще до изобретения ионизационного манометра принималось за „меру вакуума“ в катодных лампах. Простая пропорциональность ионного тока давлению в общем случае не имеет места вследствие того, что: 1) часть ионов попадает на катод и 2) присутствие ионов меняет поле внутри прибора, что небезразлично ввиду более или менее сложной зависимости числа образуемых одним электроном ионов от его скорости.

На принципе катодной лампы Дёшмен и Фоунд [12] построили ионизационный манометр, схема которого дана на рис. 65. В стеклянную трубку  $A$  (диаметр 40 и длина 12 см) вставлены три электрода  $B$ ,  $C$  и  $D$ . Внутренний электрод  $C$  представляет спираль из проволоки диаметром 0,125 мм, составленную из 5 оборотов с диаметром спирали 2,25 мм. Электрод  $B$  состоит из той же проволоки, свернутой спиралью с диаметром 3,65 мм. Электрод  $D$  сделан из молибденовой жести и имеет форму цилиндра диаметром 12 и длину 12 мм.

Напряжения в манометре Дёшмена могут быть распределены двояким способом:

I способ: спираль  $C$  служит раскаленным катодом, спираль  $B$  служит анодом, цилиндр  $D$  служит коллектором ионов. В пространстве между  $C$  и  $B$  вылетевшие из катода  $C$  электроны получают большой разгон, так как попадают сразу в сильное анодное поле. Образованные в результате ионизации ионы проходят мимо спирали  $B$  и собираются на цилиндре  $D$ .

II способ: спираль  $B$  служит катодом, спираль  $C$  служит коллектором ионов, цилиндр  $D$  служит анодом.

Последняя схема включения отличается меньшей чувствительностью. Это происходит потому, что при первой схеме включения электроны сперва разгоняются полем, затем, пройдя спираль  $B$ , замедляются противоположно направленным полем и в результате совершают несколько колебаний около спирали  $B$ , прежде чем окончательно осесть на ней. При втором способе включения никакого колебательного движения электронов нет, и потому проходимый каждым электроном путь и число образуемых ими ионов при прочих равных условиях меньше, чем при первом способе включения. Зато при втором способе включения пропорциональность между ионным током и давлением имеет место в более широких пределах.

В целях большей точности измерений необходимо, чтобы все металлические части, находящиеся внутри манометра, были до максимума обезгажены. Для этого манометр после предварительной откачки с помощью насоса Ленгмюра прогревают в печи при непрерывном действии насоса в течение часа до 350—450° С. Чтобы удалить газы из молибденового цилиндра, после прогрева в печи его делают анодом, а спираль  $B$  — катодом и при непрерывной откачке раскаляют цилиндр за счет кинетической энергии ударяющихся о него электронов, или же применяя печь высокой частоты. Спиральки  $C$  и  $B$  обезгаживают, прокаливая их током.

Дёшмен произвел исследование своего ионизационного манометра с целью выяснить, как на ионный ток влияет напряжение сетки  $V_c$ , напряжение анода  $V_a$  (при  $I_a = \text{const}$ ) и ток на аноде  $I_a$  (при  $V_a = \text{const}$ ). Это исследование Дёшмен произвел при давлении 1,85 бара чистого аргона при I способе включения и установил при этом, что:

1. Влияние напряжения коллектора на ионный ток мало, когда потенциал коллектора по отношению к отрицательному концу катода достигает — 22 В.

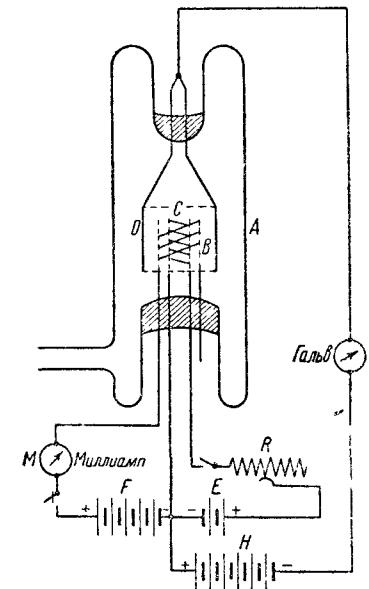


Рис. 55.

2. Влияние  $V_a$  на ионный ток имеет следующий характер: при  $I_a \approx 0,5$  mA и  $V_a$  не больше 30 V ионный ток приблизительно равен нулю; с увеличением анодного потенциала ионный ток быстро растет и достигает своего максимума при  $V_a \approx 250$  V.

3. Ионный ток увеличивается с увеличением накала нити, а следовательно, и электронного тока, причем в интервале 0—10 mA эта зависимость линейная. Для более сильных токов закон линейной зависимости несколько искажается. При включении манометра по II способу линейный закон имеет место до тех пор, пока  $I_a$  не превышает 20 mA, но зато ионный ток, а следовательно, и чувствительность прибора, здесь будет раза в три меньше, чем при включении по I способу. На основании этих данных Дешмен устанавливает, что наиболее благоприятные условия для измерения вакуума при помощи его манометра соответствуют

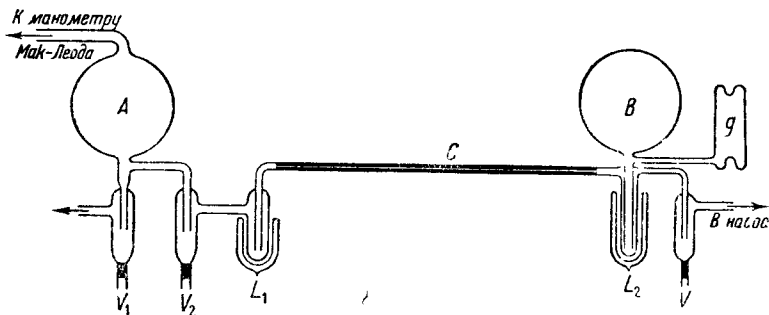


Рис. 56.

потенциалу анода  $V_a = 250$  V, потенциалу коллектора  $V_c = -22$  V и электронному току на анод  $I_a = 20$  mA. При желании измерять более высокие давления надо брать более слабый электронный ток.

Для калибрования прибора Дешмен пользовался двумя одинаковыми баллонами А и В емкостью по 3 л каждый (рис. 56), соединенными между собой узкой капиллярной трубкой С. Баллон В откачивали до наивысшего предела вакуума, подвергая его при этом сильному нагреванию. В баллон А вводили газ, давление этого газа измеряли манометром Мак-Леода, затем открывали ртутный кран. Количество протекающего газа, а следовательно, и давление в В в каждый данный момент времени можно подсчитать, пользуясь законом Кнудсена течения газа по трубкам.

При сопоставлении показаний зеркального гальванометра, показывающего ионизационный ток в манометре g, и повышения давления в баллоне В оказалось, что ионизационный ток возрастает пропорционально времени, а следовательно, и пропорционально давлению в баллоне В. С возрастанием давления зависимость между ионным током и давлением перестает быть линейной, и кривая загибается вверх тем раньше, чем больше эмиссионный ток с катода, как это показывают кривые рис. 57.

В опытах Дешмена каждый микроампер ионного тока соответствовал давлению в 0,1 бара, таким образом, при помощи манометра Дешмена при токе накала в 20 mA и чувствительности гальванометра  $10^{-9}$  A

можно измерять давление газа до  $10^{-4}$  бара при включении манометра по I способу.

Все сказанное выше относится к измерению давления аргона. Что касается употребления ионизационного манометра для других газов, то Дешмен нашел, что при одних и тех же  $I_a$  и  $V_a$  ионизационный ток пропорционален в первом приближении числу электронов в молекуле данного газа.

Однако пропорциональность ионного тока числу электронов для  $H_2$  и He не имеет места, и вообще этот закон можно считать имеющим место, да и то приблизительно, лишь при условиях опыта Дешмена. Вообще же необходимо калибровать манометр для каждого данного газа, причем если не выходить за пределы линейной зависимости  $I$  от  $p$ , то для калибровки достаточно одного только отсчета ионного тока при определенном давлении. Второй отсчет при другом давлении нужен лишь для того, чтобы убедиться, что мы действительно еще находимся на этой прямолинейной части.

Подобно тому как в качестве манометра Пирани можно пользоваться лампой накаливания с зигзагообразной нитью, так в качестве ионизационного манометра обычно применяют усилительные катодные лампы. Две схемы включения можно сохранить и здесь, либо пользуясь при высоком положительном потенциале на сетке в качестве отрицательно заря-

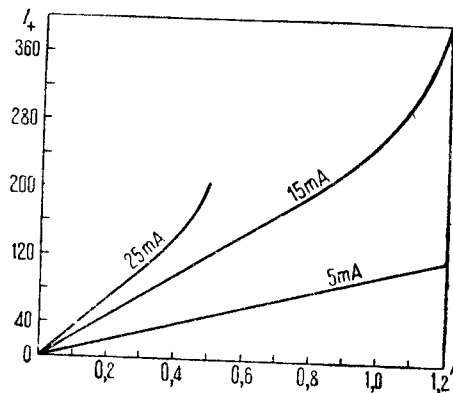


Рис. 57.

женного коллектора тем электродом лампы, который при обычном ее использовании служит анодом, либо применяя в качестве коллектора отрицательно заряженную сетку. В последнем случае отрицательный потенциал сетки приходится выбирать небольшой, порядка 1—2 V, чтобы не запереть целиком весь ток на анод. Поэтому этот способ включения дает меньшую чувствительность. Неудобство манометра с положительно заряженной сеткой заключается в том, что при этой схеме в проводах, соединенных с анодом и сеткой, возникают высокочастотные электрические колебания, так называемые колебания Баркгаузена и Курца, так или иначе связанные с колебательным движением электронов около положительно заряженной сетки. Благодаря этим колебаниям, сопровождаемым, повидимому, большими колебаниями потенциала на аноде, приборы постоянного тока регистрируют электронный ток от катода на анод, несмотря на то, что они в то же время показывают на аноде отрицательный потенциал. Электронный ток на коллектор перекрывает ожидаемый ионный ток и не дает возможности измерять последний. Против этого мешающего явления можно бороться соответственным подбором параметров внешней цепи (емкость, самоиндукция) устраняющим появление колебаний, но все же надо иметь в виду, что

колебания могут возникнуть и в отдельных частях цепи, непосредственно прилегающих к лампе, и даже внутри лампы (подводящие провода).

Есть попытки [13], [32] дать формулы для вычисления давления по отношению между ионным и электронным токами на основании хода функции, выражающей число ионов, образуемых в зависимости от скорости электрона, практически этот расчетный метод еще не приложим и потому ионизационный манометр не может служить как абсолютный.

В обычной цилиндрической усилительной катодной лампе при небольших давлениях так же как и в манометре Дёшмена и Фоунда получается линейная зависимость ионного тока от давления. Заметим, что при пользовании катодной лампой в качестве ионизационного манометра следует учитывать так называемые ползучие токи, являющиеся результатом утечки тока через неисправную изоляцию или по поверхности стекла. Эти токи могут исказить показания гальванометра, регистрирующего ионный ток, и таким образом ввести в заблуждение относительно степени вакуума. Ползучие токи можно устранить путем применения защитных колец или можно исключить их влияние, отметив отклонение гальванометра, измеряющего ионный ток, сперва при накаленной нити, а потом при выключенном токе накала, в обоих случаях при одних и тех же напряжениях на сетке и на аноде. Так как ползучие токи одни и те же в обоих случаях (если только не меняется температура баллона лампы), то разность обоих отклонений гальванометра и даст чистый ионный ток.

При пользовании катодной лампой в качестве ионизационного манометра приходится припаивать ее к сосуду, в котором измеряется вакуум. Во время этой припайки в лампу проникает газ. Поэтому лампу надо вновь откачать и подвергнуть ее металлические части соответствующей обработке на насосе. Это обстоятельство сильно усложняет работу с ионизационным манометром.

Чувствительность ионизационного манометра зависит от размеров применяемой в качестве него катодной лампы. Пользуясь небольшой генераторной лампой, можно достигнуть такой же чувствительности, как указанная выше, по отношению к манометру Дёшмена. В сторону высоких давлений применение ионизационного манометра ограничивается разрушительным действием газов на нить, причем приходится считаться не только с возможными химическими реакциями между газом и вольфрамом, но и с перегреванием нити, происходящим от ударов о нее положительных ионов, а также с явлением катодного распыления. При отсутствии особо активных химических газов пределы применимости ионизационного манометра можно охарактеризовать так: от нескольких тысячных до  $1 \cdot 10^{-8}$  мм Нг. Применение чувствительного гальванометра не вызывает здесь таких осложнений, как в случае манометра Пирани. Но естественно, что в случае очень низких давлений требуется очень хорошее обезгаживание манометра и его нити.

Ионизационный манометр Дёшмена и Фоунда работает на электронном „токе насыщения“ — дальнейшее увеличение потенциала положительного электрода не увеличивает электронного тока. При потенциале меньшем того, который соответствует току насыщения, электронный ток с накаленного катода зависит от потенциала анода. Как будет по-

казано в главе XI, эта зависимость является следствием ограничения тока с катода действием отрицательного пространственного заряда электронов в пространстве между катодом и другими электродами. Появляющиеся в этом пространстве, при наличии газа под небольшим давлением, положительные ионы частично нейтрализуют отрицательный заряд и изменяют силу электронного тока. При определенном подборе конфигурации электродов и электрических параметров прибора сила электронного тока в этих условиях очень чувствительна к изменению давления газа, вызывающему изменение числа положительных ионов. Г. В. Сливаком предложен манометр, основанный на этом принципе и дана его теория. В некоторых случаях чувствительность такого манометра в 100 раз больше чувствительности обычного ионизационного манометра. Подробности читатель найдет в оригинальных статьях Сливака [33], [34].

**§ 7. Манометры, основанные на трении.** В главе II было указано, что внутреннее трение газа, оставаясь постоянным при обычных условиях, убывает с уменьшением давления газа в тех случаях, когда длина свободного пути молекул больше линейных размеров прибора. Отсюда вытекает, что, измеряя какую-нибудь величину, зависящую от внутреннего трения, можно судить при больших разрежениях о давлении газа. Пользуясь этим принципом, Ленгмюр [14] предложил манометр, в котором горизонтальный вращающийся около вертикальной оси диск, увлекает в своем движении газ, а последний, в свою очередь, заставляет повернуться другой горизонтальный диск, подвешенный на крутильной нити на небольшом расстоянии над первым вращающимся диском.

Угол закручивания нити зависит от тангенциальной силы, действующей со стороны газа на второй диск, а эта последняя, в свою очередь, зависит от коэффициента внутреннего трения и, следовательно, от давления.

Не представляя никаких особенных выгод по сравнению с описанными выше манометрами, манометр Ленгмюра гораздо сложнее их по конструкции и уходу за ним. Кроме того, этот манометр содержит большие металлические части, затрудняющие обезгаживание, поэтому манометры этого типа распространения не получили, и в более детальный разбор их теории и устройства мы входить не будем.

Другой вид манометра, основанного на трении, предложенный также Ленгмюром, наоборот, чрезвычайно прост и может найти применение там, где давление надо определить лишь более или менее приближенно. Если закрепить неподвижно один конец легкой гибкой нити, например кварцевой и, хотя бы сотрясанием прибора, заставить эту нить качаться, то колебания нити будут постепенно затухать. Декремент затухания будет зависеть от коэффициента внутреннего трения газа, и следовательно, при высоких разрежениях и от давления.

О декременте затухания нити можно судить по длине того промежутка времени, за который амплитуда ее колебаний уменьшается в определенное число раз, например вдвое.

Проградуировав этот простой манометр обычным способом, можно им пользоваться для измерения давлений примерно до 0,02 бара.

Очень удобно применение этого устройства в том случае, когда



нужно судить об изменении давления в уже готовом, отпаянном от насоса приборе. Надо только при приготовлении прибора поместить в нем соответствующим образом нить и произвести градуировку во время откачки.

**§ 8. Градуировка манометра.** В § 6 указан способ градуировки ионизационного манометра путем использования законов протекания газа по трубке. Этот способ незаменим при градуировке на очень низкое давление, но вообще он требует громоздкой аппаратуры. Обычно градуировку производят, создавая в вакуум-аппаратуре определенное давление и одновременно отмечая показания двух манометров: того, который надо градуировать, и того, с которым производится сравнение.

Изменение давления в аппаратуре производится одним из следующих способов: 1) газ медленно впускается в аппаратуру до желаемого давления через узкую трубку; 2) газ откачивается через узенькую трубку и 3) к вакуум-аппаратуре припаивается система шаров с кранами, изображенная на рис. 58. Пусть кран 6 соединен с вакуумной аппаратурой, а кран 1 с резервуаром, содержащим газ.

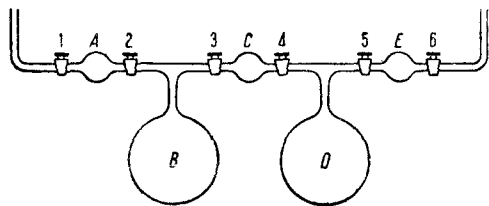


Рис. 58.

Закрываем кран 1, открываем все остальные краны и откачиваем всю систему до возможно высокого предела. Затем закрываем кран 2 и через кран 1 впускаем в маленький баллончик A газ, по отношению к которому производится градуировка манометра. Пусть давление газа в резервуаре и баллоне A будет  $p_0$ . Закрыв краны 1 и 4 и открыв краны 2 и 3, даем газу расширяться и заполнить баллоны B и C. Давление  $p_1$  в B будет во столько раз  $k$  меньше давления  $p_0$ , во сколько раз сумма объемов A, B и C больше объема A, т. е.  $p_1 = kp_0$ , где

$$k = \frac{\text{объем A}}{\text{объем A} + \text{объем B} + \text{объем C}}.$$

Повторяя ту же операцию с кранами 3, 4, 5 и 6 и баллонами D, E, получим в E давление  $k^2 p_0$ . Если отношение объема E к объему всей нашей аппаратуры, в которую мы вводим газ, равно  $k_1$ , то, закрыв кран 5 и открыв кран 6, получим в аппаратуре давление

$$p = k_1 k^2 p_0.$$

Если  $p_0$ ,  $k$  и  $k_1$  малы, то мы можем впускать газ в аппаратуру малыми, заранее известными (при знании  $p_0$ ) порциями. Недостаток этого удобного по идее метода заключается в большом количестве кранов.

**§ 9. Определение давления в готовых вакуумных приборах, в частности в лампах накаливания.** В готовых вакуумных приборах после их отпайки от насосной аппаратуры давление остаточного газа может изменяться вследствие выделения газов и паров из стекла и других частей приборов или, наоборот, вследствие поглощения газа. Так как степень вакуума имеет большое значение для работоспособности прибора и его качества, то очень важно иметь возможность определить

давление в готовом приборе, а еще лучше иметь возможность следить за изменением вакуума с течением времени. Это можно осуществить, определяя давление по колебаниям кварцевой нити, как указано выше, если такую нить заранее ввести в прибор. В отношении катодных ламп вопрос разрешается проще на том основании, что всякая катодная лампа может служить ионизационным манометром. Если проградуировать в качестве ионизационного манометра катодную лампу какого-либо определенного типа, то можно довольно точно определить давление в любой лампе этого типа по отношению в ней ионного тока к электронному. Надо только градулируемую лампу выбрать со средними для данного типа геометрическими и электрическими параметрами.

Так как лампа накаливания с зигзагообразной нитью, а с некоторой меньшей чувствительностью и со спиралеобразной, может служить манометром Пирани, то, казалось бы, на таких же основаниях можно определять вакуум в пустотных лампах накаливания данного типа, проградуировав одну из них в определенных условиях в качестве манометра Пирани. На практике оказывается, однако, что индивидуальные особенности отдельных ламп накаливания гораздо сильнее отзываются на показаниях манометра Пирани, чем особенности отдельных катодных ламп на показаниях ионизационного манометра. Поэтому, при встречающихся между отдельными пустотными лампами различиях их электрических и геометрических параметров и расположения нити по отношению к колбе, способ использования метода манометра Пирани не приводит к цели, так как является слишком неточным. Для решения задачи предложены следующие методы. Зелени<sup>[15]</sup> показал, что если опустить колбу лампы в сосуд с слегка подкисленной водой, то систему нить лампы — вода в сосуде можно рассматривать как некоторый конденсатор. Накладывая на обкладки этого конденсатора переменное напряжение порядка 120 или 220 В при частоте 50 пер/сек, можно получить измеримый по своей величине ток. Если дать нити лампы нормальный накал, нить эмиттирует в довольно большом числе электроны. Электрическое поле, существующее между концами нити (постоянное или переменное безразлично), ускоряет движение эмиттированных электронов, что приводит к ионизации остаточного газа в колбе лампы. Ионизация газа меняет емкость системы нить — вода в сторону ее увеличения<sup>1)</sup>. Измеряемый емкостный ток тем больше, чем больше число наличных ионов, а это последнее, в свою очередь, тем больше, чем больше давление газа в лампе. Зелени указывает несколько способов измерения слабого переменного тока через лампу или определения изменения интересующей нас емкости, но на практике наиболее удобным оказался метод непосредственного измерения емкостного тока через лампу посредством чувствительного электродинамометра по схеме, представленной на рис. 59. Здесь 1, 2 и 3 — провода трехфазного тока;

1) Гробо говоря, можно представить дело так: при наличии ионизации на внутренней стенке колбы во всякий момент времени будет находиться положительный или отрицательный заряд (противоположный по знаку заряду воды) и мы будем иметь дело как бы с двумя соединенными параллельно конденсаторами: нить — вода и внутренняя поверхность колбы — вода, причем емкость второго зависит от числа ионов в колбе.



к клеммам 1 и 2 присоединена лампа, к клеммам 4 и 5 — подвижная катушка электродинамометра, к 6 и 7 — неподвижные катушки этого прибора. Нормальная лампа

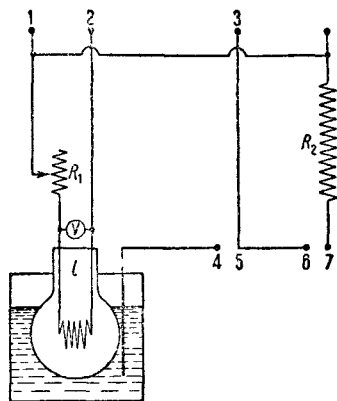


Рис. 59.

какого-либо типа припаивается к вакуум-аппаратуре, включающей манометр Мак-Леода, и производится градуировка измерительной схемы для этого типа ламп, т. е. показания электродинамометра сличаются с показаниями манометра Мак-Леода. Само собой разумеется, что во время измерений лампа и манометр Мак-Леода отключены краном от насоса. Кроме того, необходимо выждать, пока газ не перестанет выделяться нитью лампы или поглощаться ею. Когда градуировка проверена на нескольких лампах данного типа и построена средняя градуировочная кривая, можно включать в схему готовую облицованную и выжженную в течение нескольких минут лампу этого типа, отмечать отклонения электродинамометра и по градуировочной кривой или таблице определить давление в лампе. Пример градуировочной кривой приведен на рис. 60. Так как мы имеем дело с малой переменной емкостью, то при измерениях приходится соблюдать все необходимые в таком случае предосторожности<sup>1)</sup>. Далее, практика показывает, что способ Зелени применим лишь к лампам, колбы которых сделаны из стекла, обладающего чрезвычайно малой электропроводностью, например из так называемого свинцового стекла. При колбах из „бессвинцового“ стекла электрические токи, уходя через стекло колбы — „утечка“ конденсатора, — делают метод Зелени неприменимым.

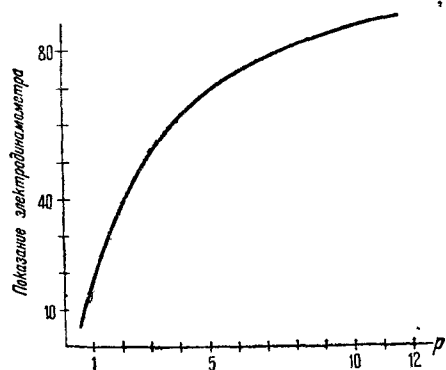


Рис. 60.

Зато оказывается, что в этом случае к лампе накаливания, как это показали экспериментально Альтертуми и Эвест<sup>[16]</sup>, можно применить принцип ионизационного манометра. А именно, если приложить к воде (или металлической плотно прилегающей оболочке), окружающей колбу лампы, положительный по отношению к нити лампы потенциал, то через стекло колбы идет электронный ток. При отрицательном потенциале

<sup>1)</sup> Например, расположение всех подводящих проводов должно быть строго неизменно и рассчитано так, чтобы давать параллельно лампе возможно меньшую емкость. Но и при соблюдении всех мер предосторожности рекомендуется время от времени производить повторные градуировки для всех типов ламп, чтобы учесть ускользающие от внимания незаметные изменения условий опыта.

внешней оболочки по отношению к нити через стекло колбы идет ток положительных ионов. Альтертум и Эвест предлагают определять давление в лампе по отношению ионного тока к электронному, производя соответствующую градуировку наподобие описанной выше. На практике весьма удобным оказался следующий, основанный на методе Альтертума и Эвеста способ, разработанный вакуум-техническим отделом ВЭИ и осуществленный в массовом масштабе в лаборатории Лампового отдела „Электроставода“.

Если на внешнюю оболочку колбы (рис. 61) наложить переменное напряжение, то через стекло колбы и измерительный прибор  $G$  будет идти в одну половину периода электронный ток, в другую половину периода — ионный. Прибор постоянного тока  $G$  будет показывать отклонение в ту или другую сторону в зависимости от того, который из этих токов больше. Если питать лампу  $L$  переменным током и накладывать на оболочку переменное напряжение от третьей фазы, то преобладает электронный ток. Если к переменному напряжению добавить постоянное напряжение  $V_0$  от потенциометра  $P$ , измеряемое вольтметром, то электронный (отрицательный) ток уменьшается и при некоторой величине напряжения  $V_0$  начнет преобладать ионный ток. Величина компенсирующего электронного тока ионного тока зависит от давления газа  $p$ . Между  $V_0$  и  $p$  существует однозначная зависимость. Таким образом в этом случае градуировка для определения давления в данном типе пустотных ламп состоит в сопоставлении значений  $p$  (Мак-Леод) и  $V_0$ . Чувствительность этого метода зависит в значительной степени от того, с каким типом ламп приходится иметь дело. Некоторые затруднения встречаются по отношению к спирально-вакуумным лампам. Эти затруднения приходится обходить, применяя более чувствительные приборы. Пример градуировочных кривых дан на рис. 62. Некоторые практические подробности: колба должна быть опущена в воду до определенного уровня; для повышения чувствительности путем увеличения электропроводности стекла, температура колбы увеличивается посредством применения в качестве внешней оболочки подогретой воды; температуру этой воды, разумеется, надо держать постоянной, и она не должна быть настолько велика, чтобы высвобождающаяся из воды часть колбы могла покрываться налетом влаги. Точность определения вакуума

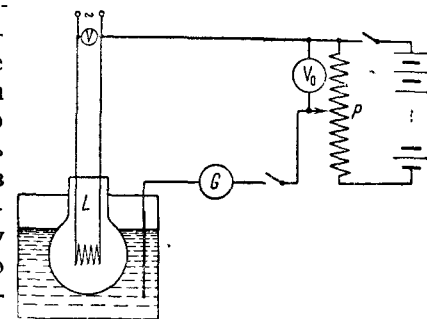


Рис. 61.

Рис. 62. Некоторые практические подробности: колба должна быть опущена в воду до определенного уровня; для повышения чувствительности путем увеличения электропроводности стекла, температура колбы увеличивается посредством применения в качестве внешней оболочки подогретой воды; температуру этой воды, разумеется, надо держать постоянной, и она не должна быть настолько велика, чтобы высвобождающаяся из воды часть колбы могла покрываться налетом влаги. Точность определения вакуума

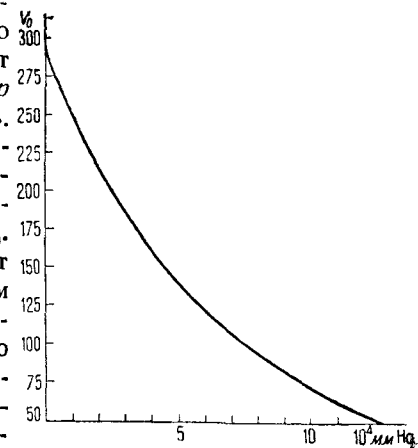


Рис. 62.

в готовых вакуумных лампах как способом, основанным на методе Зелени, так и способом, основанным на методе Альтертума и Эвеста, надо оценивать в  $\pm 50\%$ . Эта точность достаточна для тех целей, для которых производится определение давления в этих лампах.

Если вакуумное изделие или прибор не имеет в числе составляющих его частей вольфрамовой или другой металлической нити, которую можно раскалить током до заметной термоионной эмиссии, или если это изделие не принадлежит к определенному стандартному типу, так что для него не может быть градуировочных кривых, то для определения давления можно прибегнуть к „методу разбивания“. При небольших размерах, изделие (например сигнальная неоновая лампа) помещают внутри некоторого известного объема, в котором путем откачки добиваются наилучшего вакуума. Затем изделие пробивают под вакуумом, ударяя об него кусочком железа при помощи электромагнита и измеряют давление, которое после этого устанавливается в аппаратуре.

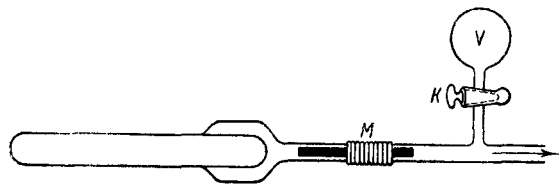


Рис. 63.

Первоначальное давление в изделии определяется по отношению объема разбиваемого объекта к объему всего пространства, в котором измеряется давление. В случае больших предметов, например газосветных трубок, на какой-либо отрезок этого предмета надевается и примазывается менделеевской замазкой (гл. VI) более широкая, чем этот отрезок, трубка, соединенная с вакуумной аппаратурой и снабженная внутри железным „битом“, управляемым электромагнитом *M* (рис. 63). Манипуляции для определения давления те же, как только что описано.

**§ 10. Применение газового разряда для определения степени разрежения.** Явление прохождения электрического тока через газы зависит от давления газа. Поэтому, наблюдая свечение газа при разряде, можно сделать заключение о порядке разрежения газа. Установить какие-либо точные общие правила для этих определений нельзя, так как кроме давления свечение газа зависит еще от большого числа других параметров (размеры и форма электродов, ширина трубки, напряжение и сила тока, природа газа и т. д.). Собираясь широко использовать этот метод определения давления, лучше всего произвести соответствующую градуировку прибора. При более или менее низких давлениях (примерно  $0,001$  мм Hg) свечение газа прекращается, и остается лишь флуоресценция стекла (при обычных сортах стекла — зеленоватая). При „вакууме прилипания“ и отсутствии в аппаратуре паров ртути всякое свечение трубок прекращается — так называемый „черный вакуум“.

Для суждения о степени разрежения в готовых изделиях применяются высокочастотные разряды, возбуждаемые при помощи трансформатора Тесла. Так, например, пустотные лампы накаливания после откачки до давления  $0,05$ — $0,1$  мм Hg светятся на приборе Тесла красным свечением; при давлении порядка  $0,01$ — $0,02$  мм остается лишь слабое лиловатое свечение.

## ГЛАВА ПЯТАЯ

### ХИМИЧЕСКИЕ, ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ И АДСОРБЦИОННЫЕ СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОГО ВАКУУМА. ВЛИЯНИЕ СТЕКЛЯННЫХ СТЕНОК И МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТЕЙ НА ВАКУУМ

**§ 1. Поглощение газов твердыми телами.** Наблюдение явлений, происходящих при откачке газа, показало, что если какое-либо твердое тело находилось некоторое время в соприкосновении с каким-либо газом, а затем было помещено в сосуд, в котором происходит откачка, то это тело начинает усиленно выделять тот газ, с которым оно находилось в соприкосновении. Отсюда приходится заключить, что твердые тела поглощают газ. Это поглощение тем больше, чем больше давление газа и чем больше поверхность твердого тела: размельченные порошкообразные тела поглощают несравненно больше сплошных тел того же состава и той же массы. Напрашивается вывод, что газ оседает или прилипает на поверхности тела. Более детальное рассмотрение этих явлений привело к заключению о существовании двух различных видов поглощения газа твердыми телами — адсорбции и абсорбции. *Адсорбцией* называется тот случай, когда газ тонким уплотненным слоем прилегает к поверхности твердого тела; *абсорбцией*, или *окклюзией*, называется накопление газа внутри твердого тела — процесс, аналогичный растворению. Для обозначения обоих процессов иногда применяют слово *сорбция*, хотя проще переводить это иностранное слово словом *поглощение*. Иногда бывает затруднительно провести резкую грань между адсорбцией и абсорбцией. По отношению к адсорбции существует теория Ленгмюра, по которой адсорбированный газ образует на поверхности твердого тела слой толщиной всего в одну молекулу. С существованием таких мономолекулярных слоев Ленгмюр считается не только в явлениях адсорбции, но и при других явлениях, имеющих место на границе между твердым телом и разреженным газом или вакуумом. Выведенные из этих представлений различного рода заключения, качественные и количественные, хорошо оправдываются опытом, и теория мономолекулярных слоев Ленгмюра пользуется в настоящее время большим распространением. В своей теории Ленгмюр исходит из соображения, что то расстояние, на котором заметно проявляются межатомные силы, одного порядка с линейными размерами атома. Поэтому, когда на первый слой молекул начинает наслаиваться второй, на молекулы этого слоя действуют лишь силы сцепления молекул первого слоя, а не силы притяжения со стороны атомов твердого тела. Таким образом первый слой молекул, удерживаемый силами сцепления между молекулами твердого тела и газа, должен обладать совершенно другими

свойствами, чем дальнейшие слои, и при соответствующей величине сил сцепления гораздо прочнее удерживается на поверхности твердого тела.

Степень насыщения мономолекулярного слоя, или та доля поверхности твердого тела, которая фактически покрыта молекулами газа, зависит от равновесия между числом газовых молекул, ударяющихся о поверхность и прилипающих к ней, и числом молекул газа, покидающих поверхность. Последнее число будет пропорционально площади, покрытой мономолекулярным слоем, а в каждой отдельной его части тем больше, чем выше температура твердого тела и слоя газа. С другой стороны, количество молекул газа, ударяющихся о поверхность, будет прямо пропорционально давлению газа. Если мы обозначим через  $s$  площадь поверхности твердого тела, соприкасающегося с газом, через  $\vartheta$  долю этой площади, занятой слоем газа, через  $n_1(T)$  число молекул, покидающих  $1 \text{ см}^2$  поверхности в единицу времени, через  $k_1 p$  число молекул, прилипающих к  $1 \text{ см}^2$  в то же время, то при равновесии будем иметь:

$$n_1(T) \vartheta s = k_1 p s, \quad (1)$$

откуда

$$\vartheta = \frac{k_1 p}{n_1(T)}. \quad (2)$$

Так как количество  $Q$  газа, адсорбированного на  $1 \text{ см}^2$ , пропорционально  $\vartheta$ , то, вводя новый коэффициент пропорциональности  $k_2$ , будем иметь:

$$Q = k_2 \frac{p}{n_1(T)}. \quad (3)$$

Если дать температуре  $T$  какое-либо определенное значение, то выражение (3) представляет собой так называемую „изотерму“ адсорбции, соответствующую температуре  $T^1$ .

Фактически дело происходит не так просто, как мы его здесь описали, — некоторую роль играет абсорбция, и изотерма не обязательно представляет собой прямую линию.

**§ 2. Улучшение вакуума путем поглощения газов углем.** Одним из твердых тел, усиленно поглощающих газы, является уголь. До изобретения современных насосов этим свойством угля пользовались для получения высокого вакуума (метод Дюара <sup>1</sup>, <sup>2</sup>). Теперь уголь применяется как восстановитель полученного с помощью насоса вакуума, если таковой утрачен в отпаянном сосуде, а также для очистки благородных газов. В откачиваемый сосуд

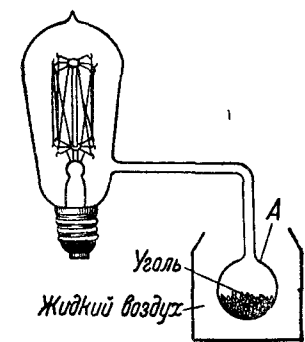


Рис. 64.

вводят уголь в особом отростке  $A$  и помещают последний в сосуд с жидким воздухом (рис. 64). Наиболее подходящий уголь получается из оболочки кокосового или грецкого ореха, так как такой уголь на-

<sup>1</sup> Когда  $\vartheta$  становится равно единице, наступает насыщение первого мономолекулярного слоя, и ход дальнейшего изменения  $Q$  с увеличением  $p$  зависит от возможности и условий образования второго адсорбированного слоя молекул.

иболее порист и, следовательно, имеет наибольшую поверхность. Уголь готовится прокаливанием на воздухе скорлупы ореха до слабо-красного каления. Для удаления газов, адсорбированных углем до его применения в качестве адсорбента, уголь после введения в вакуум-аппаратуру должен быть вновь прогрет до  $400^\circ\text{C}$  при откачке насосом. После этого при опускании отростка с углем в жидкий воздух уголь чрезвычайно жадно поглощает газ. Различные газы поглощаются тем больше, чем их температура кипения выше и, обратно, чем ниже температура кипения газа, тем меньший объем газа поглощается. Примером может служить табл. 1, показывающая поглощение различных газов одним и тем же количеством угля при температуре жидкого воздуха —  $184^\circ\text{C}$ .

Таблица 1

Газ	Объем газа, поглощ. при $0^\circ\text{C}$ , в $\text{см}^3$	Объем газа, поглощ. при $-184^\circ\text{C}$ , в $\text{см}^3$	Температура сжижения газа в $^\circ\text{C}$
Гелий . .	2	15	— 268,6
Водород .	4	135	— 252,9
Азот . . .	15	155	— 195,8
Аргон . . .	12	175	— 186,2
Кислород .	18	230	— 183

При температуре угля, равной температуре кипения жидкого водорода, сильно поглощается также и гелий.

Табл. 2 показывает, как изменяется объем поглощенного газа в зависимости от давления газа и температуры угля. Поглощенные объемы отнесены к  $1 \text{ г}$  угля и приведены к давлению в  $1 \text{ бар}$ . При уменьшении окончательно устанавливающегося давления количество газа, поглощенного одним и тем же количеством угля, уменьшается прямо пропорционально давлению, т. е. в этом случае изотерма адсорбции представляет собой прямую линию. Вследствие этого чем ниже должно быть конечное давление, тем больше требуется поглощающего угля.

Таблица 2

Газ водород при температуре $-195,4^\circ\text{C}$		Газ азот при температуре $-162,4^\circ\text{C}$	
Давление в барах	Объем погл. газа в $\text{см}^3$	Давление в барах	Объем погл. газа в $\text{см}^3$
8	106 000	5,3	9 500 000
1	13 250	1	1 800 000
0,1	1 325	0,1	180 000
0,001	13	0,001	1800

При применении угля во все время какого-нибудь опыта, для которого необходим высокий вакуум, отросток с углем надо держать в сосуде с жидким воздухом, так как при увеличении температуры

уголь отдает обратно адсорбированный газ. При поглощении газа процесс во времени идет по экспоненциальной кривой; поэтому главная масса газа поглощается тотчас же по охлаждении угля, а затем в течение нескольких часов количество поглощенного газа увеличивается лишь немного. После приготовления угля из ореховой скорлупы и предварительной его обработки в угле имеется много углеводородов, заполняющих поры угля. Вследствие этого адсорбирующая способность угля ухудшается. Для устранения углеводородов применяют так называемое *активирование* угля. Этот процесс состоит в том, что уголь помещают в сосуд, несколько раз откачивают и вновь пропускают воздух при температуре 350—400°С (при более высоких температурах активного угля не получается). При этом процессе кислород воздуха окисляет углеводороды, образуя  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ , которые удаляют последующей откачкой; таким образом адсорбирующая способность угля увеличивается: уголь делается активным. Активировать уголь можно одновременно с откачкой сосуда, в котором нужно получить вакуум, но удобнее активирование производить отдельно и держать полученный активный уголь в запаянной трубке под вакуумом. Во всяком случае после присоединения к сосуду уголь нужно еще раз прокалить при одновременной откачке.

Степень разрежения, достигаемого путем применения угля при температуре жидкого воздуха, оценивается десятитысячными долями бара.

Активированный уголь применяется также для очистки неона и гелия от примесей. Для этой цели неон или гелий перед поступлением в разрядную трубку медленно пропускаются через узкую трубку, имеющую форму спирали, наполненную активированным прогретым в вакууме углем и погруженную в жидкий воздух. Для очистки аргона этот способ непригоден вследствие сильного поглощения самого аргона активированным углем при температуре жидкого воздуха. Аргон очищают обычно прогревом при 500° в течение часа в сосуде, стенки которого покрыты раскаленным слоем металлического кальция или бария. Для хорошей очистки давление аргона при этом не должно быть выше 100—150 тор.

Для поглощения остаточных газов вместо угля иногда применяют гель кремневой кислоты („силика-гель“) [11,14].

**§ 3. Обезгаживание стекла и металлов.** При получении вакуума в каком-нибудь сосуде нужно откачивать не только воздух, находящийся в этом сосуде, но и весь газ, адсорбированный *на* и окклюдированный в стеклянных стенках и других частях прибора.

Для стекла главную часть выделяющихся газов представляет водяной пар. Для иллюстрации приведем опыт Ленгмюра, упоминаемый во всех курсах вакуум-техники [3]. Ленгмюр нагревал колбочку 40-ваттной лампочки до 200°С. Предварительная обработка заключалась в том, что колбочка стояла 24 часа в хорошем вакууме при комнатной температуре. При откачке при температуре 200°С выделилось:

Водяных паров	200 мм <sup>3</sup>	} объемы приведены к нормальным усло- виям.
Углекислоты	5 мм <sup>3</sup>	
Азота	2 мм <sup>3</sup>	

При температуре колбочки 350°С всего выделилось при откачке вместе с выделившимися при 200°С:

Водяных паров	300 мм <sup>3</sup>
Углекислоты	20 мм <sup>3</sup>
Азота	4 мм <sup>3</sup>

При прогреве до 500°С выделилось всего вместе с прежними количествами:

Водяных паров	450 мм <sup>3</sup>
Углекислоты	30 мм <sup>3</sup>
Азота	5 мм <sup>3</sup>

Присутствие водяного пара, как это мы увидим далее, особенно вредно при наличии раскаленного вольфрама и по возможности полное удаление этого пара является весьма важной задачей.

При дальнейшем увеличении температуры свыше 500°С количество выделяющихся газов растет, но это повышение температуры уже связано с размягчением стекла и его разложением. Практически Ленгмюр предложил прогревание стекла разбить на две части с длительностью каждой операции приблизительно в один час. Сначала стекло откачивается при высокой температуре, градусов на 50 ниже температуры размягчения стекла, а затем при более низкой, градусов на 100 ниже первой. Физически можно себе дело представить так, что вначале газы выделяются из более глубоких слоев, а затем при более низкой температуре удаляются газы, оставшиеся еще на поверхности, причем при этой температуре удаление газа с поверхности идет быстрее, чем диффузия газа из внутренних частей стекла.

Что газ выделяется при сравнительно низких температурах с поверхности стекла (адсорбированный газ), а при более высоких температурах из самой толщи стекла, установлено опытами Шервуда [4]. При последовательном прогреве в течение определенного промежутка времени при постепенно увеличивающихся температурах количество выделяющихся паров и газов увеличивается до 250—350° в зависимости от сорта и состояния поверхности стекла. Затем при более высоких температурах количество выделяющихся паров и газов уменьшается благодаря уменьшению количества адсорбированного на поверхности газа. При еще более высоких температурах (350° и выше) количество выделяющихся паров и газов вновь растет и становится тем больше, чем ближе подойти к точке размягчения стекла.

Такое поведение стекла вполне подтверждается опытами, поставленными в лабораториях „Светланы“ (Кондратьева [5]) и „Электроставо“ (Дубова).

Общее правило, которое необходимо соблюдать при откачке, чтобы впоследствии при работе вакуум-прибора из стекла или других частей не выделялся газ, можно формулировать так: все части вакуум-прибора во время откачки на насосе должны быть прогреты до температуры, более высокой, чем та, которую они могут получить во время работы прибора, после отпайки. На практике, особенно при массовом производстве, время прогрева стекла сводят до минимума, соблюдая только последнее указанное правило; в результате изготовленные таким образом приборы нельзя перегревать.

Количество и род газов, выделяющихся из металлов при нагревании различны для различных металлов<sup>[13]</sup>. Так, например, иногда выделяется большое количество CO, немного CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub> и N<sub>2</sub>. В других случаях наблюдается усиленное выделение водорода. Водяных паров при прогреве металлов не встречается. Природа выделяющихся газов зависит от способов плавки металлов и их последующей обработки.

Для нагревания стекла строятся электрические или газовые печи. Печь представляет собой железный ящик, внутренние стенки и дно которого выложены асбестом. Нагревание в электрических печах производится электрическим током, который пропускается по спирали из никелиновой или хромоникелевой проволоки, прикрепленной на внутренней стороне стенок печи, в газовых же печах внутри имеются газовые горелки, соединенные трубками с газопроводом. При нагревании в печи все время производится откачка. Печи делаются в виде подъемных колпаков, становящихся на неподвижное дно. Для нагревания стекла до более высоких температур раньше строились печи с разрежением внутри до нескольких миллиметров Hg, чтобы устранить опасность смятия размягченной колбы атмосферным давлением. Так как теперь выяснено, что, как бы ни была высока температура печи, удалить все растворенные в стекле газы все равно не удается, то печи с вакуумом теперь не применяются.

После того как стекло прогрето в вакууме, оно усиленно поглощает газы. Если в вакуумной аппаратуре прогрета одна какая-либо ее часть, например откачиваемый прибор, то эта часть поглощает газ, выделяемый остальными частями аппаратуры. Поэтому при действии насоса после прогрева, в аппаратуре устанавливается более высокий вакуум, чем до прогрева. А при отключенном насосе давление всегда повышается путем медленного выделения газа из стекла и металлов. Величина окончательно устанавливающегося давления зависит от степени прогрева во время действия насоса. Поглощение газа хорошо прогретыми стеклянными стенками важно еще в том отношении, что таким образом поглощается газ, неминуемо выделяемый при отпайке прибора в месте отпайки.

Для прогрева металлических частей применяются три способа:

1. Когда металлические части имеют вид проволоки, как, например, в лампах накаливания, они накаливаются пропускаемым через них током.

2. Второй способ применяется при наличии металлических частей не имеющих вида проволоки, и состоит в прогреве этих частей с помощью индуцируемых в них токов Фуко. Для возбуждения последних на колбу надевается катушка, по которой пропускается ток высокой частоты от специального генератора. Этим избегают нагревания стекла до опасной для него температуры; для удаления газов, растворенных в стекле, предварительно производится прогрев в печи. Для целей обезгаживания генераторы строятся как затухающие — искровой колебательный контур, заряжаемый высоковольтным трансформатором, так и незатухающие — ламповые. В технике эти генераторы носят название „бомбардировочных аппаратов“, так как заменяют описанную ниже бомбардировку металлических частей электронами. Длина волны этих генераторов выбирается порядка 300 м, так как чем выше частота, тем интенсивнее индукци-

онное действие прибора. Мощность выбирается сообразно размерам прокаливаемых частей и обычно лежит в пределах 1—10 kW, измеренных в первичной цепи трансформатора. Требование большой мощности ограничивает частоту применяемых колебаний.

3. Третий способ прогрева металлических частей состоит в нагревании с помощью электронной бомбардировки, причем произведение плотности электронного тока  $I$  на пробегаемую электронами ускоряющую их разность потенциалов  $V$  должно быть в несколько раз выше, чем при нормальной работе. Произведение  $V \cdot I = W$  определяет собой в джоулях количество тепла, выделяющегося на 1 см<sup>2</sup> бомбардируемого электрода 1 сек.

Этот способ удобно применять в тех приборах, где имеются накаливаемые нити, эмигирующие электроны, как, например, в рентгеновских трубках Кулиджа или в катодных лампах. В других случаях внутри прибора приходится помещать специально накаливаемую нить. При усиленном выделении газа между раскаленным катодом и анодом может начаться самостоятельный разряд, быстро переходящий в дугу, причем сильные токи разрушают катод и другие части прибора. Поэтому катодной бомбардировкой надо пользоваться очень осторожно, лишь постепенно увеличивая накал нити и накладывая высокое напряжение лишь на короткое время. Это сильно затягивает процесс обезгаживания. Поэтому, где только возможно, пользуются способом высокочастотных токов. Для обезгаживания путем электронной бомбардировки усиленные лампы требуют напряжение не ниже 600 V. Во всех случаях берут напряжение более высокое, чем рабочее напряжение прибора. Об обезгаживании ртути см. работу Птицина<sup>[24]</sup>.

§ 4. Химические способы получения вакуума и процессы жестчения газа<sup>[6]</sup>. Если в сосуде имеется раскаленная вольфрамовая нить, то находящийся в сосуде кислород, соединяясь с вольфрамом, дает окись WO<sub>3</sub>, представляющую собой при комнатной температуре желтый порошок. При температуре раскаленной вольфрамовой нити WO<sub>3</sub> находится в газообразном состоянии. Образовавшиеся около нити пары WO<sub>3</sub>, попадая на холодную стенку, осаждаются на ней в виде налета. При большом количестве кислорода в колбе этот налет желтоватобелый; при меньших количествах образуются другие две окиси вольфрама с меньшим содержанием кислорода: при малом количестве кислорода налет на колбе черный; при несколько большем — синий. Реакция происходит на поверхности раскаленной нити, поэтому ее скорость пропорциональна числу ударяющихся о нить молекул газа и, следовательно, давлению газа. Кроме того, эта скорость зависит от температуры вольфрама.

Таким образом закон уменьшения давления кислорода в сосуде, вследствие образования кислородом окиси вольфрама, может быть выражен формулой:

$$-v \frac{dp}{dt} = kAp, \quad (4)$$

где  $v$  — объем сосуда,  $\frac{dp}{dt}$  — уменьшение давления в единицу времени,  $k$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от температуры нити,  $A$  — площадь волоска и  $p$  — давление кислорода в сосуде в данный момент времени.

Дифференциальное уравнение (4) приводит к экспоненциальной зависимости давления  $p$  от времени. Понятие о скорости протекания реакции вольфрама с кислородом дает табл. 3, в нижней строке которой указано для одного частного случая время, в которое давление кислорода упало до 0,001 начальной величины.

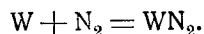
Таблица 3

Температура вольфрама в °К .	1470	1770	2290	2520	2970
Время в минутах . . . . .	34,5	7,2	1,93	1,52	1,22

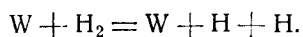
При давлении менее 0,001 бара реакции не происходит. Поэтому предел разрежения, достижимый таким способом, равен 0,001 бара.

Азот дает с вольфрамом соединение  $WN_2$ . Скорость этой реакции зависит только от температуры волоска и не зависит от давления. Объяснить последнее можно тем, что реакция происходит не на поверхности волоска, а в самом объеме газа при столкновении молекул азота с молекулами испарившегося вольфрама. При этом, если длина свободного пути будет не слишком велика, то каждая молекула вольфрама встретится с азотом независимо от величины давления, и, следовательно, скорость реакции будет зависеть только от числа испаряющихся молекул вольфрама; так как скорость испарения зависит от температуры, то и скорость реакции в конечном счете также будет зависеть от температуры.

Оксид углерода дает с вольфрамом соединение  $WCO$ , причем для скорости этой реакции имеет место тот же закон, что и для реакции

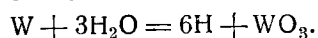


Водород при соединении с вольфрамом диссоциирует (распадается на атомы) по формуле:

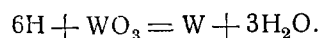


Водород в атомарном состоянии чрезвычайно активен и, попадая на стенку сосуда, вступает с ней в соединение, так что количество водорода в сосуде в результате этой реакции уменьшается.

Однако, если на стенках сосуда имеются окислы, то атомарный водород восстанавливает их, образуя водяной пар. При соприкосновении водяного пара с раскаленным вольфрамовым волоском вновь образуется атомарный водород по формуле:



$WO_3$  оседает на стенке в виде твердой окиси; здесь при температуре стенки при встрече с атомами водорода происходит обратная реакция восстановления вольфрама и образования  $H_2O$ :



Таким образом, одна и та же реакция протекает на поверхности волоска в прямом направлении, на поверхности же стекла — в обратном.

В результате происходит непрерывный перенос металлического вольфрама с волоска на стеклянные стенки при постоянном кругообороте одного и того же количества водяного пара; волосок быстро разрушается, и стекло быстро покрывается темным буроватым налетом. Отсюда вытекает, как упомянуто выше, необходимость при наличии раскаленной вольфрамовой нити тщательно удалять из сосуда водяной пар.

Таким образом, с помощью химических реакций, например сжигая раскаленную вольфрамовую нить и принимая меры к удалению водяного пара, можно улучшить вакуум в сосуде. Так, при нагреве дополнительного вольфрамового волоска до  $2700^\circ C$  добивались улучшения вакуума с 0,02 до 0,0015 бара.

Если в лампе накаливания нет остатков водяного пара, от которых она быстро чернеет, то, как показывают опыты определения давления в этих лампах по методам, описанным в предыдущей главе, после различной продолжительности горения вакуум с течением времени в лампе улучшается.

В катодных лампах и рентгеновских трубках, а также во всех приборах, в которых используются явления газового разряда, также наблюдается исчезновение остатков газа с течением времени. Здесь это явление носит название „жестчения“ трубки или прибора<sup>1)</sup> [12, 15, 16, 20, 21, 22, 23]. Явление жестчения носит несколько более сложный характер, чем простые химические реакции между газом и металлом, так как мы здесь имеем дело не только с нейтральными молекулами газа, но и с ионами. Строилось довольно много различных теорий явления жестчения, но ни одна из них не может охватить полностью всей совокупности наблюдаемых явлений. Из отдельных, несомненно имеющих место при жестчении процессов, кроме описанных выше реакций раскаленного вольфрама, следует остановиться на следующих.

1. При явлении газового разряда происходит так называемое распыление катода: от катода отрываются мелкие частички металла и покрывают близлежащие стенки стекла металлическим налетом. Опыт показывает, что при катодном распылении происходит усиленное поглощение газа распыляемыми металлическими частичками.

2. Молекулы некоторых двуатомных газов при прохождении разряда через газ диссоциируют на отдельные атомы, обычно не существующие в свободном состоянии. В таком „атомарном“ состоянии газы отличаются очень большим химическим сродством к другим элементам и усиленно вступают в химические реакции с встречаемыми ими в трубке твердыми телами. В результате этих реакций образуются твердые соединения, и количество газа в трубке уменьшается. Газы, диссоциированные на атомы, называются также „активными“. Наиболее часто приходится иметь дело с „активным азотом“ и „активным водородом“.

3. В разрядной трубке мы имеем дело не только с молекулами или атомами газа, но и с его положительными ионами. Под действием более или менее сильного электрического поля, всегда существующего в раз-

<sup>1)</sup> В рентгеновских трубках с холодным катодом, работающих при помощи газового разряда, напряжение, при котором работает трубка, и связанная с ним способность генерируемых трубкой лучей проникать через различные тела, или „жесткость“ лучей, зависит от давления в трубке. При уменьшении давления жесткость лучей увеличивается. Отсюда и термин „жестчение“.

ряде, ионы приобретают скорости, во много раз превосходящие среднюю скорость их теплового движения при комнатной температуре. Так, молекула водорода имеет при этой температуре скорость порядка 1900 м/сек, в то время как ионизированный атом водорода — „протон“, пройдя в электрическом поле разность потенциалов всего в 1 V, приобретает скорость 9800 м/сек. По отношению к другим газам соотношение скоростей теплового движения их молекул и движения ионов в электрическом поле сохраняется такое же, так как и та и другая скорости обратно пропорциональны квадратному корню из массы данной частицы. Скорости ионов возрастают прямо пропорционально квадратному корню из пройденной разности потенциалов  $V^{1/2}$ ). Таким образом мы должны допустить, что при наличии электрического разряда в газе по крайней мере часть ионов ударяется о металлические части и о стекло с большими скоростями и, следовательно, имеет много шансов глубоко проникнуть внутрь этих тел, потерять там свою большую скорость, нейтрализоваться и застрять. Надо еще заметить, что ионы веществ, имеющих лишь один валентный электрон (первая группа периодической системы элементов), имеют гораздо меньшие линейные размеры, чем их нейтральные атомы: „валентный электрон“, теряемый атомом в процессе ионизации, находится в нейтральном атоме много дальше от ядра, чем остальные электроны. Поэтому высказываются и такие предположения, что более легкой адсорбции ионов, по сравнению с нейтральными атомами и молекулами, способствуют также их меньшие размеры, позволяющие им легче проходить через наружные слои молекул твердого тела. В особенности это подчеркивается некоторыми авторами по отношению к водороду, так как протон имеет размеры в несколько порядков величин меньше атома водорода <sup>2)</sup>). Однако увлекаться такими слишком упрощенными представлениями и выводить из них далеко идущие заключения не следует, так как вопрос о „размерах“, „сфере действия“ и „длине свободного пути“ ионов далеко не так прост.

4. Ионы газов должны обладать иными химическими свойствами, чем нейтральные атомы. Они могут быть химически более активны и легче вступать в соединения. Особенно существенно это обстоятельство в случае благородных газов.

Явлением жестчения пользуются для улучшения вакуума в готовых изделиях. Так называемая „тренировка“ на более или менее высоком напряжении, или „выжигание“, есть не что иное, как удаление остатков газа путем „жестчения“.

При изготовлении ламп накаливания также пользуются исчезновением газа при явлениях газового разряда. Соответствующий производственный процесс носит там название „аблица“. Нить пустотной лампы накаливания до ее монтажа покрывается слоем специально приготовленной химической смеси, называемой „геттером“ и содержащей красный фосфор <sup>[18, 19]</sup>. Лампа откачивается до давления порядка нескольких

<sup>1)</sup> Согласно уравнению:  $\frac{mv^2}{2} = eV$ .

<sup>2)</sup> Залетает в кристаллическую решетку атомов твердого тела „маленький“ протон. После его нейтрализации обратно выбираться приходится „большому“ атому.

сотых мм Hg. При первом ее зажигании на концы нити подается пониженное напряжение, постепенно увеличиваемое вплоть до кратковременного перекала. С увеличением напряжения наступает момент, когда газ внутри лампы вспыхивает голубоватым светом. Это свечение продолжается короткий промежуток времени (нормально в пределах до 30 сек), в течение которого лампа жестится и давление в ней падает до порядка одной десятитысячной доли миллиметра Hg и менее. Явление аблица при применении фосфора объясняется так. Красный фосфор не летуч и имеет незначительное давление паров. Но он всегда сопровождается некоторым количеством белого фосфора, гораздо более летучего. При накаливании нити лампа наполняется парами белого фосфора. Под действием электрического поля, созданного внутри лампы разницей потенциалов между концами нити, в наполняющем колбу лампы остаточном газе и в парах фосфора происходит явление газового разряда. Если бы паров фосфора в лампе не было, то условия возникновения газового разряда были бы мало благоприятны вследствие недостаточного высокого давления остаточного газа. Во время разряда происходит жестчение, немалую роль при котором, в данном случае, играют химические реакции между фосфором и газом. Вместе с тем белый фосфор во время разряда переходит в красный. Последний, обладая малым давлением паров, садится на стеклянные стенки колбы, образуя на них тонкий сплошной слой. Этот слой фосфора покрывает собой слой адсорбированного уже газа и образует постепенно все новые и новые свежие поверхности, на которых происходит дальнейшее оседание газа. После израсходования всего запаса фосфора на нити, разряд и сопровождающее его голубоватое свечение прекращаются, и дальнейшее жестчение идет за счет химических процессов раскаленного вольфрама. Остальные составные части геттера прибавляются к фосфору для того, чтобы сделать налет на колбе прозрачным. При применении одного лишь фосфора этот налет получается желтым. Слой использованного геттера сидит на поверхности колбы очень прочно, и поглощенный стенками газ отдается обратно лишь при нагревании свыше 300°C. Давление в лампе тотчас же после аблица зависит от качества геттера и условий напряжения, при которых протекал аблиц. Опыт показывает, что это давление пропорционально первоначальному давлению, существовавшему в лампе до аблица.

При изготовлении усилительных катодных ламп для удаления остаточных газов при одновременном обезгаживании металлических частей применяется основанный на химической реакции метод поглощения газов парами щелочных и щелочно-земельных металлов. Этот метод был применен первоначально в 1908 г. Содди, предложившим применение паров кальция, бария и стронция. В настоящее время применяется натрий и чаще всего магний. Обезгаживание магнием производится таким образом: кусочек магния при изготовлении лампы прикрепляется к аноду. После откачки насосом (в производственной обстановке и после отпайки лампы внутрь соединенной с колебательным контуром катушки. Происходит превращение магния в пары при одновременном выделении газа из анода. Пары магния образуют твердые при комнатной темпера-



туре химические соединения с остаточными газами и оседают на стенках колбы в виде блестящего металлического налета. Весь процесс обезгаживания анода занимает при этом не более 10 минут и в этом отношении представляет большие преимущества перед методом обезгаживания электронной бомбардировкой.

В настоящее время в качестве геттера применяется также металлический барий. Металлический барий сохраняется в медной капсулке и испаряется действием высокочастотной печи. Этот метод применяется в частности для повышения и сохранения чистоты неона и гелия в готовых изделиях [17].

**§ 5. Изменение вакуума в стеклянных сосудах с течением времени.** На любой насосной установке, служащей для получения высокого вакуума, нетрудно продумать такой опыт. Произвести откачку до „вакуума прилитания“ в манометре Мак-Леода, отключить, например, при помощи ртутного крана насос от того пространства, в котором создано разрежение, и, произведя последовательный ряд измерений, проследить за тем, что происходит со степенью вакуума в этом объеме. Быстрота изменения вакуума в этом случае будет зависеть от того, насколько хорошо прогреты во время откачки откачиваемый сосуд и различные части вакуум-аппаратуры, но во всяком случае давление будет постепенно возрастать, пока не достигнет по истечении некоторого времени порядка нескольких десятитысячных  $мм$   $Hg$ . Это увеличение давления объясняется выделением газа, адсорбированного на стекле. Естественно предположить, что в готовых отпаянных от насосной аппаратуры вакуумных изделиях происходит то же самое. Этот вопрос был подвергнут детальному экспериментальному исследованию Кемпбеллом [8]. Кемпбелл пришел к следующему выводу.

В изделиях с чистыми стеклянными стенками — без каких бы то ни было металлических налетов — высокий вакуум с течением времени всегда портится, несмотря на самое тщательное обезгаживание стекла прогревом. Невозможно, как говорит Кемпбелл, сохранить в сосуде с чистыми стеклянными стенками давление порядка  $10^{-6}$   $мм$   $Hg$ . Как бы верхние слои стекла ни были обезгажены, всегда происходит выделение водяных паров и углекислоты из более глубоких слоев. Получается так, как будто стекло всегда обладает некоторой упругостью паров воды и углекислоты. Это явление производит впечатление просачивания или проникновения через стекло паров воды и углекислоты из атмосферы. Но, если внутренняя поверхность колбы покрыта слоем распыленного металла, то такого выделения газов не происходит, и в отпаянном сосуде можно сохранить давление и ниже  $10^{-6}$   $мм$   $Hg$ . Практически образование металлического слоя на стекле получается произвольно, если процессы откачки или обработки данного прибора на насосной установке сопровождаются частичным испарением или распылением металлических частей прибора. Если не требуется, чтобы колба прибора была прозрачна, то нужный металлический слой получается путем применения описанного выше метода распыления магния. Распыленный на внутренней поверхности колбы металлический слой не только препятствует выделению газа из стекла, но и сам поглощает газ, выделяющийся в дальнейшем из внутренних частей прибора.

## ГЛАВА ШЕСТАЯ

### ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ И ДЕТАЛИ УСТРОЙСТВА НАСОСНЫХ УСТАНОВОК. ПОДСЧЕТ СКОРОСТИ ОТКАЧКИ

**§ 1. Законы протекания газа по трубкам.** Когда мы имеем дело с жидкостью, мы можем пренебречь ее ничтожно малой сжимаемостью. В этом случае объем жидкости, протекающий за единицу времени через поперечное сечение трубки, однозначно определяет массу протекающей жидкости. В случае газа указать объем протекающего газа еще недостаточно; необходимо знать то давление, которое соответствует этому объему. Между тем в различных частях не только одной и той же откачной системы, но и одной и той же трубки давление газа различно. Поэтому при решении задачи о скорости течения газа по трубкам целесообразно измерять количество протекающего газа в особых единицах  $p \cdot v$ , выражая количество газа через произведение из объема на давление.

Выражая массу какого-либо количества газа через произведение объема на плотность, а плотность  $\rho$  при данном давлении  $p$  через плотность  $\rho_1$  того же газа, при давлении равном единице, имеем  $m = v \cdot \rho = v \cdot p \cdot \rho_1$ . Мы видим, что произведение  $p v$  пропорционально массе газа и полностью ее характеризует. Мы уже выяснили в первой главе этой книги разницу в поведении газов при больших давлениях, когда длина свободного пути  $L$  много меньше диаметра трубки, по которой движется газ, и при низких давлениях, когда, наоборот,  $L$  очень велико по сравнению с диаметром трубки. В первом случае скорость  $U$  протекания газа по трубке определяется законом Пуазейля:

$$U = \frac{\pi P D^4}{128 \eta l} (p_2 - p_1), \quad (1)$$

где  $U$  — количество протекающего газа в единицах  $p v$ ,  $P$  — среднее давление газа в трубке,  $p_2$  и  $p_1$  — давления на концах трубки. Закон этот был найден Пуазейлем эмпирически и легко выводится из выражения (46) II-ой главы, послужившего нам для определения понятия коэффициента внутреннего трения газа или жидкости.

Возьмем цилиндрическую трубку радиуса  $R$ , через которую протекает жидкость под действием разности давлений на концах трубки  $p_2 - p_1$ . Разделим жидкость в трубке на ряд концентрических цилиндрических слоев внутреннего радиуса  $r$  и толщины  $dr$ . Скорость течения жидкости в какой-либо точке обозначим через  $u$ . Допустим, что коэффициент скольжения  $\gamma = 0$  и потому слой жидкости, непосредственно прилегающий к стенкам трубки, неподвижен. Скорость течения жидкости



будет увеличиваться по мере приближения от стенок к оси трубки и будет иметь максимум при  $r=0$ . Благодаря внутреннему трению каждый цилиндрический слой жидкости в трубке будет испытывать ускоряющую его движение силу со стороны соседнего внутреннего слоя равную  $2\pi r l F(r) = -2\pi r l \eta \frac{du}{dr}$  и замедляющую силу со стороны соседнего внешнего слоя равную:

$$-2\pi(r+dr)lF[r+dr] = 2\pi l \eta \left( r \frac{du}{dr} \right)_{r+dr}.$$

Результирующая сила, задерживающая движение выбранного нами слоя, будет  $2\pi l \eta \left( r \frac{du}{dr} \right)_{r+dr} - 2\pi l \eta \left( r \frac{du}{dr} \right)_r$  или, разлагая в ряд Тейлора и ограничиваясь членами первого порядка малости:

$$2\pi l \eta \left\{ r \frac{du}{dr} + \frac{d}{dr} \left( r \frac{du}{dr} \right) dr + \dots - r \frac{du}{dr} \right\} = 2\pi l \eta \frac{d}{dr} \left( r \frac{du}{dr} \right) dr. \quad (2)$$

При стационарном движении без ускорения эта сила как раз уравновешивает силу действующую на слой вследствие наличия разности давления  $p_2 - p_1$ . Имеем:

$$(p_2 - p_1) 2\pi r \cdot dr = 2\pi l \eta \frac{d}{dr} \left( r \frac{du}{dr} \right) dr$$

или

$$d \left( r \frac{du}{dr} \right) = \frac{p_2 - p_1}{\eta l} r \cdot dr. \quad (3)$$

Интегрирование дает, так как при  $r=0$  скорость  $u$  имеет максимум и, следовательно,  $\frac{du}{dr} = 0$ :

$$r \frac{du}{dr} = -\frac{p_2 - p_1}{\eta l} \frac{r^2}{2} \quad \text{или} \quad du = -\frac{p_2 - p_1}{2\eta l} r \cdot dr. \quad (4)$$

Интегрируя (4), находим, принимая во внимание, что при  $r=R$  скорость  $u=0$ ,

$$u = \frac{p_2 - p_1}{4\eta l} (R^2 - r^2). \quad (5)$$

Такова скорость в элементах сечения трубки, соответствующих бесконечно узкому кольцу радиуса  $r$ . Объем жидкости  $dv$ , протекающей в течение 1 сек через эту кольцеобразную часть сечения трубки площадью  $ds$ , равен

$$d\vartheta = u \cdot ds = \frac{p_2 - p_1}{4\eta l} (R^2 - r^2) 2\pi r \cdot dr.$$

Интегрируя по всему сечению трубки от  $r=0$  до  $r=R$ , находим объем жидкости, протекающей через все поперечное сечение трубки:

$$v = \frac{\pi(p_2 - p_1)}{2\eta l} \int_0^R (R^2 - r^2) r \cdot dr = \frac{\pi R^4}{8\eta l} (p_2 - p_1). \quad (6)$$

Вследствие несжимаемости жидкости,  $v$  постоянно вдоль всей длины трубки. А так как (6) можно приложить к любому элементу длины трубки  $dl$

с разностью давлений на концах  $dp$ , то градиент давления  $\frac{dp}{dl}$  в цилиндрической трубке при протекании через нее несжимаемой жидкости постоянен по всей длине трубки.

В случае газа вследствие его сжимаемости мы можем применить предыдущий вывод и вытекающую из него формулу (6) лишь к бесконечно короткому отрезку  $dl$  цилиндрической трубки. Заменяя  $\frac{p_2 - p_1}{l}$  через  $\frac{dp}{dl}$  и умножая обе части равенства (6) на  $p$ , находим для количества газа, протекающего через поперечное сечение цилиндрической трубки в 1 сек в единицах  $p\vartheta$ :

$$U = p \cdot \vartheta = \frac{\pi R^4}{8\eta} p \frac{dp}{dl}. \quad (7)$$

Чтобы связать  $U$  с разницей давлений на концах трубки, умножаем (7) на  $dl$  и интегрируем от одного конца трубки до другого

$$Ul = \frac{\pi R^4}{8\eta} \int_{p_1}^{p_2} p dp = \frac{\pi R^4}{8\eta} \frac{p_2^2 - p_1^2}{2}$$

или, обозначая  $\frac{p_2 + p_1}{2}$  через  $P$ ,

$$U = \frac{\pi R^4}{8\eta l} \frac{p_1 + p_2}{2} (p_2 - p_1) = \frac{\pi R^4 P}{8\eta l} (p_2 - p_1) = \frac{\pi D^4 P}{128\eta l} (p_2 - p_1) \quad (8)$$

— закон Пуазейля для газа.

Так как  $U$  постоянно вдоль всей трубки, то из (8) следует, что в случае газа при условии применимости закона Пуазейля градиент давления  $\frac{dp}{dl}$  не остается постоянным вдоль трубки, а изменяется обратно пропорционально давлению газа.

Для случая низких давлений, когда длина свободного пути молекул газа больше диаметра трубки, мы имеем дело с движением в трубке отдельных молекул газа, почти не сталкивающихся между собой. Закон Пуазейля, основанный на движении газа как сплошной среды, неприменим, и Кнудсен выведен для этого случая другой закон.

Для вывода закона движения газа по трубкам при низком давлении не безразлично, как происходит соударение молекул со стенкой. Представление об этом соударении, как об ударе упругого шара о неподвижную стенку, приводит к результатам, не соответствующим экспериментальным данным. В основу вывода законов движения газа по трубкам, данного Кнудсеном, кладется предположение, что направление и скорость молекулы, движущейся от стенки, совершенно не зависят от направления и скорости ее, а равно и других молекул при движении по направлению к стенке, причем скорости „отскакивающих“ от стенки молекул распределены между ними согласно закону Максвелла, а число молекул, летящих от стенки по какому-либо направлению, равно в среднем числу молекул, подлетающих по этому направлению к стенке. Как мы видели в гл. II, это последнее число пропорционально косинусу угла между направлением движения молекулы и нормалью к стенке. Предположение Кнудсена

находится в согласии с воззрениями Ленгмюра на процессы, происходящие на стенке. По Ленгмюру на границе между твердой стенкой и газом находится мономолекулярный слой адсорбированного газа. Подлетающая к стенке молекула садится на нее, увеличивая слой газа. Под действием теплового движения отдельные молекулы отрываются от стенки. Таким образом, одни молекулы садятся на стенку, другие же от нее отрываются. Между числом тех и других молекул устанавливается подвижное равновесие, аналогичное тому, как это происходит при испарении на поверхности жидкости. Как и в этом последнем случае, между скоростью и направлением подлетающих к поверхности молекул и скоростью и направлением молекул отлетающих нет никакой связи. Время пребывания молекулы в адсорбированном слое также не зависит от этих величин и подчиняется наравне с ними законам случая. Полная беспорядочность движения молекул, отрывающихся от стенки, равноценность всех направ-

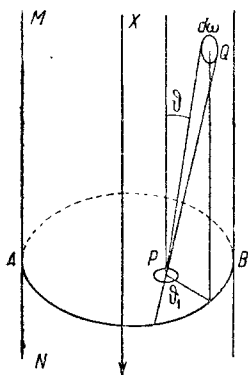


Рис. 65.

лений при этом движении и подчинение всего явления лишь законам случая приводят к закону косинуса и к вытекающей из него формуле (68) (гл. II), в данном случае в применении к числу отрывающихся от  $1 \text{ см}^2$  поверхности стенки в  $1 \text{ сек}$  молекул, совершенно так же, как те же факторы приводят к этим законам для числа удаляющихся об единицу поверхности стенки в  $1 \text{ сек}$  молекул.

Мы приведем здесь вывод формулы Кнудсена<sup>[1]</sup>, данный Лоренцом в его курсе теоретической физики<sup>[2]</sup>. Хотя этот вывод с математической стороны несколько сложнее, чем вывод Кнудсена, но зато физически он гораздо нагляднее. Пусть  $MN$  представляет собой цилиндрическую трубку (рис. 65). Подсчитаем число молекул газа, проходящих через

сечение этой трубки, или, точнее говоря, избыток числа молекул, проходящих через сечение  $AB$  в направлении стрелки, над числом молекул, проходящих через то же сечение в противоположном направлении. Ось  $X$  проведем по оси цилиндрической трубки и за положительное ее направление будем принимать направление стрелки. Возьмем на сечении  $AB$  в точке  $P$  элемент поверхности  $d\sigma$ , а на цилиндрической поверхности трубки в точке  $Q$  элемент поверхности  $d\sigma_1$ . Из  $P$ , как из вершины, построим телесный угол  $d\omega$ , охватывающий элемент  $d\sigma_1$ , а из  $Q$  — телесный угол  $d\omega_1$ , охватывающий элемент  $d\sigma$ . Угол между прямой  $PQ$  и осью цилиндра обозначим через  $\vartheta$ , а угол между той же прямой и нормалью к поверхности цилиндра в точке  $Q$  — через  $\vartheta_1$ . Проводя через точки  $P$  и  $Q$  две сферы с центрами соответственно в  $Q$  и  $P$ , убеждаемся, что наши телесные углы  $d\omega$  и  $d\omega_1$  вырезают на этих сферах площадки, равные  $d\sigma_1 \cos \vartheta_1$  и  $d\sigma \cos \vartheta$ . Следовательно, величина этих углов будет:

$$d\omega = \frac{\cos \vartheta_1 d\sigma_1}{r^2} \quad \text{и} \quad d\omega_1 = \frac{\cos \vartheta d\sigma}{r^2}, \quad (9)$$

где  $r$  равно длине отрезка  $PQ$ .

Перемножая равенства (9) крест-накрест и умножая обе части на  $r^2$ , находим:

$$\cos \vartheta_1 d\sigma_1 d\omega_1 = \cos \vartheta d\sigma d\omega. \quad (10)$$

Обозначим через  $n$  число молекул газа в  $1 \text{ см}^3$  в точке  $Q$ . Так как число молекул, попадающих из газа в  $1 \text{ сек}$  на  $1 \text{ см}^2$  стенки, равно  $\frac{1}{4} n \bar{c}$  и так как при установившемся режиме число молекул, покидающих стенку, равно числу молекул, попадающих на нее, то мы заключаем, что в  $1 \text{ сек}$  с элемента поверхности стенки  $d\sigma_1$  отлетает  $\frac{1}{4} n \bar{c} d\sigma_1$  молекул. Согласно закону косинуса (гл. II) из этого числа

$$dn_{\sigma_1} = \frac{1}{4\pi} n \bar{c} d\omega_1 d\sigma_1 \cos \vartheta_1 \text{ молекул} \quad (11)$$

летит внутри телесного угла  $d\omega_1$  и проходит через элемент  $d\sigma$  сечения  $AB$  трубки  $MN$ . Мы принимаем здесь, что все молекулы, начавшие свое движение от элемента  $d\sigma_1$ , долетают до  $d\sigma$ , потому что весь расчет мы ведем для того случая, когда длина свободного пути молекул во много раз больше диаметра трубки, и следовательно, столкновениями молекул между собой на пути  $QP$  можно пренебречь. Пользуясь соотношением (10), преобразуем (11):

$$dn_{\sigma_1} = \frac{n \bar{c}}{4\pi} \cos \vartheta d\sigma d\omega. \quad (12)$$

Для того чтобы найти общее число молекул газа, проходящих через сечение  $AB$ , надо суммировать числа молекул, проходящих через элемент  $d\sigma$  и начинающих свое движение со всех решительно элементов поверхности цилиндрической трубки. При этом числа, относящиеся к молекулам, двигающимся в направлении стрелки, надо брать со знаком плюс, в противоположном направлении — со знаком минус. Затем надо просуммировать результат для всех элементов сечения  $AB$ , т. е. надо проинтегрировать полученное выражение по всей площадке  $AB$ . Короче говоря, чтобы найти избыток молекул, проходящих через сечение  $AB$  в направлении стрелки, надо взять двойной интеграл

$$R = \int d\sigma \int d\omega \frac{n \bar{c}}{4\pi} \cos \vartheta, \quad (13)$$

соблюдая указанное выше правило относительно знаков. Из условий симметрии задачи очевидно, что если  $n$  постоянно по всей длине трубки, то интеграл (13), взятый для всех  $d\omega$ , оси которых направлены на рис. 65 вверх, равен тому же интегралу, взятому для всех  $d\omega$ , направленных вниз, так как  $\cos(-\vartheta) = \cos \vartheta$ , или, другими словами, число молекул, проходящих через сечение в направлении стрелки, равно числу молекул, проходящих через то же сечение в обратном направлении; никакого избытка молекул, двигающихся сверху вниз, а потому и никакого движения газа как целого в трубке нет. Газ будет „течь по трубке“ только в том случае, если число молекул газа в единице объема, а следовательно, и давление газа неодинаково на обоих концах трубки. При установившемся движении газа по цилиндрической трубке с одина-

ковым во всех местах сечением градиент давления будет один и тот же во всех точках трубки, так как иначе в разных сечениях мы получили бы разную скорость протекания газа, и процесс был бы нестационарным. Следовательно, вдоль оси  $X$  как  $p$ , так и  $n$  изменяются пропорционально  $x$ . Обозначив число молекул в  $1 \text{ см}^3$ , соответствующее сечению  $AB$ , через  $n_0$ , можем написать:

$$n = n_0 - x \frac{dn}{dx}; \quad (14)$$

минус потому, что для того, чтобы газ как целое двигался в положительном направлении оси  $X$ , надо, чтобы  $p$  и  $n$  убывали в этом направлении. Нетрудно видеть, что  $x = r \operatorname{ctg} \vartheta$  и, следовательно:

$$n = n_0 - r \operatorname{ctg} \vartheta \frac{dn}{dx}. \quad (15)$$

Подставляя это значение в (13), имеем:

$$R = \int d\sigma \int d\omega \frac{n_0 c}{4\pi} \cos \vartheta - \int d\sigma \int d\omega \frac{c}{4\pi} r \operatorname{ctg} \vartheta \cos \vartheta \frac{dn}{dx}. \quad (16)$$

Первый интеграл в выражении (16) ничем не отличается от интеграла (13) при постоянном  $n$ . Поэтому при подсчете избытка молекул, проходящих через сечение  $AB$  в направлении стрелки, этот интеграл дает в итоге нуль. Обозначая произведение постоянных множителей, входящих во второй интеграл,  $\frac{c}{4\pi} \frac{dn}{dx}$  через  $A$ , можем написать

$$R = -A \int d\sigma \int d\omega r \cos \vartheta \operatorname{ctg} \vartheta. \quad (17)$$

Обозначим значение интеграла  $R$ , распространенного на все  $d\omega$ , направленные вверх от сечения  $AB$ , через  $R_1$ , а значение того же интеграла, распространенного на все направления вниз от  $AB$ , — через  $R_2$ . Условия симметрии задачи приводят опять к тому, что абсолютная величина  $R_1$  равна абсолютной величине  $R_2$ , но знаки их будут различные, так как  $\cos(-\vartheta) = \cos \vartheta$ , а  $\operatorname{ctg}(-\vartheta) = -\operatorname{ctg} \vartheta$  и потому каждый элемент интеграла  $R_1$  имеет знак, противоположный знаку соответствующего элемента интеграла  $R_2$ ;  $R_1$  соответствует числу молекул, проходящих через сечение  $AB$  сверху вниз,  $R_2$  — числу молекул, проходящих через то же сечение снизу вверх. Для подсчета избытка  $S$  молекул, проходящих через сечение  $AB$  сверху вниз, надо взять разность

$$S = R_1 - R_2;$$

так как мы только что установили, что  $R_2 = -R_1$ , то

$$S = 2R_1 = -2A \int d\sigma \int d\omega r \cos \vartheta \operatorname{ctg} \vartheta d\omega, \quad (18)$$

где интеграл распространен лишь на все  $d\omega$ , направленные вверх от сечения  $AB$ .

Проведя сферу радиусом, равным единице, с центром в  $P$  (рис. 66) и вводя новую координату: угол  $\varphi$  в плоскости сечения  $AB$  между проходящим через  $P$  диаметром этого сечения и направлением от  $P$  к  $Q_0$  — проекции точки  $Q$  на  $AB$ , легко убедиться, что

$$d\omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (19)$$

Подставляя это значение  $d\omega$  в (11), находим:

$$S = -2A \int d\sigma \int \int d\vartheta d\varphi r \cos^2 \vartheta.$$

Так как  $r$  от  $\vartheta$  не зависит, то, беря интеграл по  $d\vartheta$  от 0 до  $\frac{\pi}{2}$ , что соответствует всевозможным  $d\omega$ , направленным вверх, получаем:

$$\frac{S}{A} = \frac{\pi}{2} \int d\sigma \int_0^{2\pi} r d\varphi. \quad (20)$$

Чтобы вычислить интеграл (20), изобразим сечение  $AB$  трубки на рис. 67. Проведем через точку  $P$  хорду  $Q_0R_0$  и обозначим  $PQ_0$  через  $r_1$ , а  $PR_0$  через  $r_2$ . В  $\int_0^{2\pi} r d\varphi$  соединим попарно элементы, соответствующие направлениям  $PQ_0$  и  $PR_0$ . Сумма каждого двух таких элементов даст:

$$r_1 d\varphi + r_2 d\varphi = (r_1 + r_2) d\varphi = R d\varphi,$$

где  $R = r_1 + r_2$ . Все  $r_1$  соответствуют значениям  $\varphi$  от 0 до  $\pi$ , все  $r_2$  — значениям от  $\pi$  до  $2\pi$ . Весь интеграл

$\int_0^{2\pi} r d\varphi$  можно, таким образом, заменить через  $\int_0^{\pi} R d\varphi$ . Так что

$$\frac{S}{A} = \frac{\pi}{2} \int d\sigma \int_0^{\pi} R d\varphi. \quad (21)$$

Обозначим расстояние  $OP$  через  $l$ , радиус трубки через  $a$  и опустим перпендикуляр  $OM$  из центра  $O$  на хорду  $R_0Q_0$ . Из треугольников  $OMQ_0$  и  $OMP$  имеем:

$$R = Q_0R_0 = 2\sqrt{a^2 - l^2 \sin^2 \varphi}.$$

Подставляя в (21), найдем:

$$\frac{S}{A} = \pi \int d\sigma \int_0^{\pi} \sqrt{a^2 - l^2 \sin^2 \varphi} d\varphi. \quad (22)$$

Возьмем на плоскости сечения  $AB$  элементарное кольцо с внутренним

радиусом  $l$  и внешним  $l + dl$ . Значение  $\int_0^{\pi} \sqrt{a^2 - l^2 \sin^2 \varphi} d\varphi$

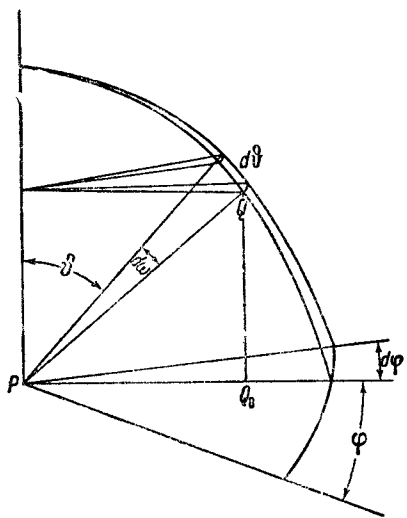


Рис. 66.

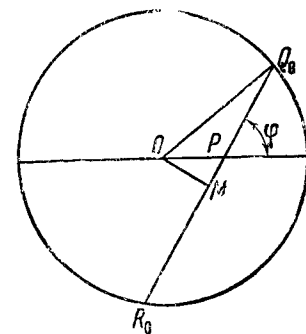


Рис. 67.

будет одинаково для всех элементов этого кольца. Поэтому интегриацию по  $d\varphi$  мы можем произвести сначала по каждому такому кольцу в отдельности, суммируя затем результаты интеграции по отдельным кольцам, т. е. интегрируя по  $dl$ . Так как площадь каждого кольца равна  $2\pi l dl$ , то это даст нам:

$$\frac{S}{A} = \pi \int_0^a 2\pi l dl \int_0^\pi \sqrt{a^2 - l^2 \sin^2 \varphi} d\varphi$$

или, меняя порядок интеграции:

$$\frac{S}{A} = 2\pi^2 \int_0^\pi d\varphi \int_0^a \sqrt{a^2 - l^2 \sin^2 \varphi} l dl.$$

Вводя новое переменное  $z = l^2$ , находим:

$$\begin{aligned} \int_0^a \sqrt{a^2 - l^2 \sin^2 \varphi} l dl &= \frac{1}{2} \int_0^{a^2} (a^2 - z \sin^2 \varphi)^{\frac{1}{2}} dz = \\ &= -\frac{1}{2} \frac{2}{3 \sin^2 \varphi} \int_0^{a^2} (a^2 - \sin^2 \varphi z)^{\frac{3}{2}} dz = -\frac{1}{3 \sin^2 \varphi} \left\{ (a^2 - a^2 \sin^2 \varphi)^{\frac{3}{2}} - a^3 \right\} = \\ &= -\frac{a^3}{3 \sin^2 \varphi} \left\{ (1 - \sin^2 \varphi)^{\frac{3}{2}} - 1 \right\} = -\frac{a^3 (\cos^3 \varphi - 1)}{3 \sin^2 \varphi}, \end{aligned}$$

далее:

$$\frac{S}{A} = \frac{4}{3} \pi^2 a^3 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1 - \cos^3 \varphi}{\sin^2 \varphi} d\varphi,$$

и так как

$$\cos^3 \varphi = \cos \varphi (1 - \sin^2 \varphi) = \cos \varphi - \cos \varphi \sin^2 \varphi,$$

то

$$\begin{aligned} \frac{S}{A} &= \frac{4}{3} \pi^2 a^3 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left( \frac{1 - \cos \varphi}{\sin^2 \varphi} + \cos \varphi \right) d\varphi = \\ &= \frac{4}{3} \pi^2 a^3 \left\{ \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}} + \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \varphi d\varphi \right\}, \\ \frac{S}{A} &= \frac{4}{3} \pi^2 a^3 \left\{ \int_0^{\frac{\pi}{2}} \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} + \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \varphi \right\} = \frac{8}{3} \pi^2 a^3. \end{aligned} \quad (23)$$

$$S = A \frac{8}{3} \pi^2 a^3 = \frac{2}{3} \pi a^3 c \frac{dn}{dx}. \quad (24)$$

Мы знаем, что  $n$  и давление газа  $p$  связаны соотношением:

$$p = \frac{1}{3} mn \bar{c}^2 = \frac{1}{3} mnG^2. \quad (25)$$

Отсюда

$$\frac{dn}{dx} = \frac{3}{mG^2} \frac{dp}{dx}. \quad (26)$$

Вставляем в (24)

$$S = \frac{2\pi a^3 c dp}{mG^2 dx} = 2\pi \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \frac{a^3}{mG} \frac{dp}{dx},$$

так как  $c = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} G$  (формула (33) гл. II).  $S$  — избыток числа молекул газа, проходящих в 1 сек сечение  $AB$  в направлении стрелки, над числом молекул, проходящих то же сечение в противоположном направлении, а  $m$  — масса отдельной молекулы газа, поэтому вся масса газа, протекающего через сечение  $AB$  в течение 1 сек в направлении стрелки, будет:

$$Q = Sm = 4 \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{a^3}{G} \frac{dp}{dx}. \quad (27)$$

Если в (25) положить  $p$  равным 1 бару и обозначить через  $\rho_1$  плотность газа при давлении в 1 бар, то, так как  $mn = \rho$ , будем иметь:

$$\frac{1}{3} \rho_1 G^2 = 1 \quad \text{или} \quad G = \sqrt{\frac{3}{\rho_1}}.$$

Вставляя это значение в (27), найдем:

$$Q = 4 \sqrt{\frac{2\pi}{3}} \frac{V \rho_1}{\sqrt{\frac{3}{\rho_1}}} a^3 \frac{dp}{dx} = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \sqrt{\rho_1} a^3 \frac{dp}{dx}. \quad (28)$$

Объем газа  $V$ , протекающего через поперечное сечение трубки в течение 1 сек, измеренный при давлении в 1 бар, будет  $V = \frac{Q}{\rho_1}$ . Этому же равно и произведение объема на давление при данной температуре.

Выражая давление газа через произведение объема на давление и обозначая количество газа, протекающего через поперечное сечение трубки, измеренное в этих единицах, через  $U$ , найдем:

$$U = \frac{Q}{\rho_1} = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \frac{a^3}{\sqrt{\rho_1}} \frac{dp}{dx},$$

или, обозначая длину трубки через  $l$ , а давления на ее концах через  $p_2$  и  $p_1$ :

$$U = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \frac{a^3}{\sqrt{\rho_1}} \frac{(p_2 - p_1)}{l}. \quad (30)$$

Количество газа  $U_1$ , протекающего через цилиндрическую трубку диаметром  $D$  и длиной  $l$  в 1 сек при разности давления на концах трубки в 1 бар, будет:

$$U_1 = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \frac{D^3}{\sqrt{\rho_1} l} = \frac{1}{6} \sqrt{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\rho_1}} \frac{D^3}{l}. \quad (31)$$

В том случае, когда сечение цилиндрической трубки не круглое, закон протекания газа по трубкам, как показал Кнудсен [1], принимает вид

$$U = \frac{8}{3} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \frac{A^2}{V \rho_1} \frac{A^2}{O \cdot l} (p_2 - p_1), \quad (30a)$$

где  $O$  — периметр,  $A$  — площадь сечения трубки.

Вопросом о скорости протекания газа по трубкам при низких давлениях позднее (1931 г.) занимался также Клаузинг. Он дает несколько иное решение задачи, чем Кнудсен [7].

Выражение (30) можно переписать так:

$$U = U_1 (p_2 - p_1). \quad (32)$$

Формулы (30), (31) и (32) выражают собой закон протекания газа по трубкам (закон Кнудсена). Как показывает вывод, этот закон имеет место в том случае, когда длина свободного пути много больше диаметра трубки. Характерная черта закона Кнудсена состоит в том, что количество протекающего газа определяется лишь разницей давлений на обоих концах трубки, но не зависит от самой величины давления газа в трубке, как это имеет место в законе Пуазейля. В современных насосах высокого вакуума насос удаляет все молекулы, поступающие в него (как мы видели, говоря о конденсационном насосе, это справедливо по расчетам Ленгмюра до  $10^{-20}$  части всех молекул). Поэтому предел достижимого разрежения и скорость откачки определяются исключительно количеством молекул, поступающих в насос через его входное отверстие и через трубку, соединяющую его с откачиваемым сосудом. Давление газа у входа трубки в насос мы можем приравнять, вследствие его малости, нулю. Тогда количество газа, протекающего через трубку из откачиваемого сосуда в насос, будет пропорционально давлению газа в сосуде. С уменьшением этого давления будет уменьшаться количество протекающего газа и  $\frac{dp}{dx}$ , но скорость действия насоса, определяемая формулой (1) (гл. III), содержащей  $p$  в знаменателе, будет оставаться постоянной. На этом как раз и основана возможность получить при помощи современных насосов сколь угодно высокий вакуум в зависимости лишь от количества газа, выделяемого стеклянными стенками и другими частями аппаратуры. Действительно, давление в откачиваемом сосуде перестанет уменьшаться, т. е. возможный предел разрежения будет достигнут, когда количество газа, выделяющегося со стенок, окажется равным количеству газа, протекающего по трубке. При одном и том же количестве выделяющегося газа конечное давление в откачиваемом сосуде будет тем ниже, чем шире и короче трубка, соединяющая этот сосуд с насосом, и чем шире входное отверстие насоса. Так как совершенно условно, какую точку входной трубки считать за начало трубки, соединяющей насос с откачиваемым сосудом, то понятно, что и „скорость действия насоса“ по отношению к конденсационным насосам является понятием условным. Если, однако, иметь в виду насос определенного типа с определенной минимальной длиной входной трубки, то можно говорить об определенной скорости  $S_1$  действия насоса. Между этой скоростью, пропускной способностью  $U_1$  всей вакуум-аппаратуры от

насоса до откачиваемого предмета и общей скоростью откачки, т. е. скоростью действия всей откачной установки в тех случаях, когда давление газа достаточно низко, чтобы можно было пользоваться законом Кнудсена, существует соотношение, которое можно вывести следующим образом. Пусть  $AB$  — соединительная трубка между насосом и откачиваемым сосудом. Давление на конце  $B$  трубки у сосуда —  $p_2$ , на конце  $A$  у насоса —  $p_1$ . Пусть за некоторый малый промежуток времени  $dt$  в трубку с конца  $B$  входит объем газа  $dv_2$ , с конца  $A$  из трубки выходит в насос объем газа  $dv_1$ . При стационарном режиме откачки количество поступающего в трубку газа должно быть равно количеству газа, выходящего из нее. Так как по закону Бойля-Мариотта произведение объема и давления при постоянной температуре для одного и того же количества газа есть величина постоянная и так как  $p_2 dv_2$  есть не что иное, как количество газа, протекающего через трубку в течение времени  $dt$  при разности давлений  $(p_2 - p_1)$ , то:

$$p_1 dv_1 = p_2 dv_2 = U_1 (p_2 - p_1) dt. \quad (33)$$

Разделим все части равенств (33) на  $dt$  и заметим, что  $\frac{dv_1}{dt}$  есть не что иное, как скорость действия насоса, а  $\frac{dv_2}{dt}$  совершенно аналогично есть скорость  $S_2$  действия всей откачной установки. Будем иметь:

$$p_1 S_1 = p_2 S_2 = U_1 (p_2 - p_1). \quad (34)$$

Напишем отдельно:

$$p_1 S_1 = p_2 S_2 \quad (35)$$

и

$$p_2 S_2 = U_1 (p_2 - p_1). \quad (36)$$

Разделим равенство (35) почленно на  $S_1 \cdot S_2$ , а (36) почленно на  $S_2 \cdot U_1$ . Получим:

$$\frac{p_1}{S_2} = \frac{p_2}{S_1} \quad \text{и} \quad \frac{p_2}{U_1} = \frac{p_2}{S_2} - \frac{p_1}{S_2}.$$

Заменяя на основании первого из этих равенств во втором  $\frac{p_1}{S_2}$  через  $\frac{p_2}{S_1}$ , найдем:

$$\frac{1}{S_2} = \frac{1}{S_1} + \frac{1}{U_1}. \quad (37)$$

Равенство (37) говорит нам, что обратная величина скорости действия установки равна сумме обратных величин скорости действия насоса и пропускной способности трубки. Вследствие аналогии закона Кнудсена протекания газа по трубке с законом Ома естественно называть величины  $\frac{1}{S_1}$ ,  $\frac{1}{S_2}$  и  $\frac{1}{U_1}$  сопротивлениями протеканию газа насоса всей установки и трубки и формулировать только что указанное правило так: для того чтобы найти сопротивление, оказываемое протеканию газа всей откачной установкой, надо сложить сопротивление насоса и сопротивление трубки.

Из (37) следует:

$$S_2 = \frac{S_1 U_1}{S_1 + U_1} = \frac{U_1}{1 + \frac{U_1}{S_1}}. \quad (38)$$

Равенство (38) показывает, что при большой скорости действия насоса  $S_1$  и малой пропускной способности трубки  $U_1$  скорость действия всей откачной установки будет определяться пропускной способностью трубки и будет лишь очень мало от нее отличаться — тем меньше, чем меньше  $\frac{U_1}{S_1}$  по сравнению с единицей. Поэтому нет никакого смысла стремиться для достижения быстрой откачки к применению насосов большой мощности или включать несколько насосов параллельно, если одновременно не пользоваться чрезвычайно широкими и короткими соединительными трубками между насосом и откачиваемым сосудом. Чтобы охарактеризовать это обстоятельство с количественной стороны, приведем такие цифры. Пропускная способность трубки длиной в 10 см и диаметром в 1 см для азота при температуре 0°С согласно формуле (31) оказывается равной 1190 см<sup>3</sup>/сек. Это приводит при применении насоса со скоростью действия  $S_1$ , равной 2000 см<sup>3</sup>/сек, к скорости откачки лишь в 746 см<sup>3</sup>/сек. Трубка того же диаметра длиной в 1 м понизит скорость откачки до 112 см<sup>3</sup>/сек. Отсюда вытекает, что трубки, соединяющие насос высокого вакуума с откачиваемым сосудом, надо брать возможно большего диаметра. Верхний предел этого диаметра практически определяется лишь увеличением трудности стеклодувной работы при слайке широких трубок на установке. Обычно при лабораторных работах применяются трубки диаметром 1,5—2 см.

Другое практически чрезвычайно важное следствие, которое вытекает из закона Кнудсена протекания газа по трубкам, заключается в том, что короткая, но узкая часть трубки может обладать большим сопротивлением, чем вся остальная часть вакуумной аппаратуры, и очень сильно понижать пропускную способность всей откачной системы. Так, узкий ход в кране диаметром 1 мм и длиной 1 см имеет то же сопротивление, что и трубка диаметром 1 см и длиной 10 м или трубка диаметром 2 см и длиной 80 м. Такой кран, включенный в откачную систему, в рассмотренном выше численном примере понизит скорость откачки при  $S_1 = 2000$  см<sup>3</sup>/сек и трубке  $\varnothing = 1$  см и длиной 1 м с 112 до 11 см<sup>3</sup>/сек, а при  $\varnothing = 1$  см и длине 10 см с 746 до 12 см<sup>3</sup>/сек.

Кнудсен не ограничился выводом закона протекания газа по трубкам при очень низких давлениях, но и проверил этот закон экспериментально. Вместе с тем он установил полуэмпирическую формулу, имеющую место для того случая, когда свободная длина пути молекул не исчезающе мала по сравнению с диаметром трубки. Эта формула имеет вид:

$$U_1 = \frac{\pi D^4 p}{128 \eta l} + \frac{1}{6} \sqrt{2\pi} \frac{1}{V_{p_1}} \frac{D^3}{l} \frac{1 + \frac{V_{p_1} p D}{\eta}}{1 + 1,24 \frac{V_{p_1} p D}{\eta}}. \quad (39)$$

Разделив числитель и знаменатель последней дроби второго члена правой части этого равенства на  $p^1$ ), нетрудно убедиться, что при боль-

<sup>1)</sup>  $p$  здесь имеет то же значение, что и в  $\frac{p_2 + p_1}{2}$  = среднему давлению в трубке.

шом  $p$  второй член правой части становится исчезающе малым по сравнению с первым и вся формула превращается в закон Пуазейля. При очень малом  $p$  последняя дробь второго члена правой части обращается в единицу, первый член становится исчезающе малым по сравнению со вторым и вся формула превращается в закон Кнудсена. При средних значениях  $p$  приходится пользоваться полной формулой (39). Для упрощения практических вычислений можно запомнить, что согласно результатам измерений Кнудсена ошибка, происходящая от применения формулы (32) вместо формулы (39), не превосходит 5% подсчитываемой скорости течения газа, если между длиной свободного пути молекулы  $L$  и диаметром трубки существует соотношение

$$\frac{D}{L} \leq 0,4.$$

**§ 2. Скорость откачки.** В тех случаях, когда к скорости протекания газа по трубкам нельзя применять закон Кнудсена, а также когда скорость действия насоса не постоянна, а зависит от давления, скорость протекания газа через несколько последовательно соединенных трубок или общую скорость откачки вакуумной установки нельзя вычислить по формуле (37), так как „сопротивления“ отдельных трубок и насосов зависят от давления газа и их нельзя просто складывать между собой. Разберем несколько наиболее простых случаев, которые могут встретиться сами по себе или могут служить примером подобного рода расчетов. Предположим, что скорость действия насоса велика и скорость откачки определяется в основном, как это бывает обыкновенно, пропускной способностью трубок.

1) Откачка происходит в области давлений, в которой приложим закон Пуазейля. Обозначим через  $K_p$  коэффициент формулы Пуазейля, т. е. положим

$$K_p = \frac{\pi D^4}{128 \eta l}.$$

Обозначим давление на том конце трубки, с которого газ входит в трубку, через  $p$ . Давление на противоположном конце трубки через  $p_0$ . Для количества газа, протекающего через трубку за время  $dt$ , согласно закона Пуазейля находим выражение:

$$p \cdot dV = K_p \frac{p + p_0}{2} (p - p_0) dt = \frac{K_p}{2} (p^2 - p_0^2) dt.$$

Отсюда

$$\frac{dV}{dt} = \frac{K_p}{2p} (p^2 - p_0^2) dt.$$

Но согласно выкладок гл. III

$$\frac{dV}{dt} = -V \frac{dp}{p dt},$$

где  $V$  — объем откачиваемого сосуда, следовательно,

$$-V \frac{dp}{dt} = \frac{1}{2} K_p (p^2 - p_0^2),$$

или

$$\frac{dp}{p^2 - p_0^2} = -\frac{1}{2V} K_p dt. \quad (40)$$

В тех случаях, когда можно пренебречь  $p_0$ , по сравнению с  $p$ , это приводит к закону изменения давления со временем:

$$\frac{1}{p} = \frac{K_p}{2V} t + \frac{1}{p_1}, \quad (41)$$

где  $p_1$  — давление в откачиваемом сосуде в момент  $t=0$ .

В общем случае интегрирование (40) дает:

$$\frac{1}{p_0} \left\{ \ln \frac{p + p_0}{p - p_0} - \ln \frac{p_1 + p_0}{p_1 - p_0} \right\} = \frac{K_p t}{V}. \quad (42)$$

В том случае, когда откачная система состоит из двух последовательно соединенных трубок, для которых коэффициенты формулы Пуазейля равны соответственно  $K'_{p_1}$  и  $K'_{p_2}$ , необходимо положить, что давление на выходе первой трубки  $p'_0$  равно давлению на входе второй трубки  $p''$ . Так как количество газа, протекающего через вторую трубку за время  $dt$  равно количеству газа, протекающему через первую трубку за то же время, то применяя закон Пуазейля к каждой из этих трубок, найдем:

$$p \cdot dV = \frac{K'_p}{2} (p' - p'') = \frac{K''_p}{2} (p'' - p''_0),$$

отсюда:

$$p'' = \frac{K'_p p' + K''_p p_0}{K'_p + K''_p}$$

и далее

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{V}{p} \frac{dp}{dt} = \frac{K''_p}{2} \left\{ \frac{K'_p p' + K''_p p_0}{K'_p + K''_p} - p''_0 \right\}$$

или после приведения к одному знаменателю, сокращения, замены  $p'$  через  $p$  и  $p''_0$  через  $p_0$  и разделения переменных

$$\frac{dp}{p^2 - p_0^2} = -\frac{K''_p K'_p}{2(K''_p + K'_p)V} dt \quad (43)$$

и после интегрирования

$$\frac{1}{p_0} \left\{ \ln \frac{(p + p_0)}{(p - p_0)} - \ln \frac{(p_1 + p_0)}{(p_1 - p_0)} \right\} = \frac{K''_p \cdot K'_p}{(K''_p + K'_p)V} t. \quad (44)$$

Для случая, когда можно пренебречь  $p_0$  по сравнению с  $p$ , интегрирование (43) дает

$$\frac{1}{p_1} - \frac{1}{p} = \frac{K''_p \cdot K'_p}{2(K''_p + K'_p)V} t. \quad (45)$$

2) Для переходной области давлений, в которой приходится пользоваться полуэмпирической формулой (39), заметим, что наибольшее значе-

ние входящего во второй член этой формулы множителя  $\frac{1 + \frac{\sqrt{p_1}}{\eta} p D}{1 + 1,24 \frac{\sqrt{p_1}}{\eta} D p}$

при малом  $p$  а равно единице, а наименьшее (при большом  $p$ )  $\frac{1}{1,24} \approx 0,8$ .

Пользуясь во всех случаях наименьшим значением, мы должны получить в результате несколько большее время откачки, чем соответствует действительности, причем ошибка будет всегда меньше 20%. Это обстоятельство позволяет значительно упростить вычисления. В случае одной трубки с коэффициентом Пуазейля  $K_p = \frac{\pi D^4}{128 \eta l}$  и коэффициентом Кнудсена  $K_k = \frac{1}{6} \sqrt{2\pi} \frac{D^3}{V_{p_1} l}$  имеем:

$$p \cdot dV = \left[ \frac{K_p}{2} (p^2 - p_0^2) + 0,8 K_k (p - p_0) \right] dt,$$

а отсюда на основании

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{V}{p} \frac{dp}{dt}$$

$$\frac{dp}{p^2 + 1,6 \frac{K_k}{K_p} p - \left( p_0^2 + 1,6 \frac{K_k}{K_p} p_0 \right)} = -\frac{K_p}{2V} dt. \quad (46)$$

Интегрирование дает для времени откачки от  $p_1$  до  $p$ 

$$t = \frac{V}{K_p A} \left\{ \ln \frac{p + 1,6 \frac{K_k}{K_p} + A}{p + 1,6 \frac{K_k}{K_p} - A} - \ln \frac{p_1 + 1,6 \frac{K_k}{K_p} + A}{p_1 + 1,6 \frac{K_k}{K_p} - A} \right\}, \quad (47)$$

где

$$A = \sqrt{2,56 \left( \frac{K_k}{K_p} \right)^2 - \left( p_0^2 + 1,6 \frac{K_k}{K_p} p_0 \right)}$$

или в случае, когда в (46) можно пренебречь  $p_0$ :

$$t = \frac{V}{0,8 K_k} \left\{ \ln \frac{p_1}{p_1 + 1,6 \frac{K_k}{K_p}} - \ln \frac{p}{p + 1,6 \frac{K_k}{K_p}} \right\}. \quad (48)$$

В случае двух трубок ход решения, аналогичный приведенному выше для области справедливости закона Пуазейля, приводит к сложным интегралам, приводить которые мы здесь не будем. Для определения порядка величины времени откачки можно при расчете заменить обе трубки одной, длина которой равна сумме их длин, а диаметр диаметру более узкой трубки. Это даст время откачки во всяком случае большее действительного. Нижний предел времени откачки получим, сделав расчет для трубки такой же длины, но диаметра равного диаметру широкой трубки <sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Если отношение диаметров трубок близко к единице и длина более узкой трубки мала, то в (48) при расчете нижнего предела времени откачки следует заменить множитель 0,8 в знаменателе единицей.

При подсчете времени откачки от больших давлений до очень низких, необходимо разделить всю область давлений на 3 части, применяя в каждой соответственно формулы (1), (30) или (39). Границы областей лучше всего установить, подсчитав предварительно коэффициенты  $K_k$  и  $K_p$  и прикинув разницу, дающую для какого-либо давления применением формулы Пуазейля или Кнудсена вместо (39).

Когда скорость действия насоса не много больше скорости протекания газа по трубкам данной откачной системы, а одного порядка с последней, то для расчета времени откачки необходимо подставить в формулы откачки вместо  $p_0$  такое давление, при котором количество газа  $p \cdot dV$ , протекающее через систему трубок за время  $dt$ , равно количеству газа, проходящему за то же время через насос  $S \cdot dt$ , где  $S$  — скорость действия насоса. При уменьшении давления в откачиваемом сосуде  $p$  соответствующее  $p_0$  будет изменяться и расчет времени откачки придется вести приближенно отдельными ступенями.

**§ 3. Сопротивление узких отверстий движению газа.** Если мы имеем маленькое отверстие в хотя бы и очень тонкой стенке, то такое отверстие обладает довольно малой пропускной способностью для газа. Допустим, что в перегородке, отделяющей газ, находящийся под давлением  $p_1$  (плотность  $\rho_1$ ), от того же газа под давлением  $p_2$  (плотность  $\rho_2$ ), имеется отверстие, линейные размеры которого много меньше, чем длина свободного пути молекул; температуру газа примем одинаковой по обе стороны отверстия. Площадь отверстия обозначим через  $A$ . Применяя формулу  $n_1 = \frac{1}{4} n \bar{c}$ , определяющую число молекул, проходящих через единицу плоской поверхности, взятой внутри газа, и принимая во внимание, что количество газа  $Q$ , протекающее в единицу времени через отверстие  $A$  в направлении от газа с большим давлением к газу с меньшим давлением, равно массе молекул, проходящих через  $A$  по этому направлению, минус масса молекул, проходящих через то же отверстие в обратном направлении, находим:

$$Q = A \left( \frac{1}{4} n_2 \bar{c} m - \frac{1}{4} n_1 \bar{c} m \right) = \frac{1}{4} \bar{c} (p_2 - p_1) A, \quad (49)$$

но

$$\rho_2 = \frac{M}{V_2} = \frac{M p_2}{RT}; \quad \rho_1 = \frac{M p_1}{RT}; \quad \rho_0 = \frac{M}{RT}, \quad (50)$$

где  $\rho_0$  — плотность того же газа при давлении в 1 бар,

$$c = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} G = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \sqrt{\frac{3RT}{M}} = \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{RT}{M}}. \quad (51)$$

Подставляя в равенство (49) значения  $\rho_1$  и  $\rho_2$  из выражений (50) и с из равенства (51), получаем:

$$Q = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{RT}{M}} \frac{M}{RT} (p_2 - p_1) A = A (p_2 - p_1) \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}}.$$

Заменяя  $\frac{M}{RT}$  через  $\rho_0$ , имеем:

$$Q = \frac{A}{\sqrt{2\pi}} (p_2 - p_1) \sqrt{\rho_0}.$$

Определяя количество газа  $U$  через произведение объема на давление, находим:

$$U = \frac{Q}{p} p = \frac{Q}{p_0} = \frac{A}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sqrt{\rho_0}} (p_2 - p_1). \quad (52)$$

Переписывая эту формулу в виде, аналогичном закону Кнудсена, получаем:

$$U = U_1 (p_2 - p_1) = \frac{1}{\sqrt{\rho_0}} \frac{1}{\sqrt{\frac{2\pi}{A}}} (p_2 - p_1) = \frac{1}{\sqrt{\rho_0}} \frac{p_2 - p_1}{W}, \quad (53)$$

где  $W \sqrt{\rho_0}$  есть сопротивление узкого отверстия протеканию газа. В случае трубки при точном подсчете необходимо учитывать как сопротивление самой трубки, так и сопротивление входного и выходного ее отверстий. Общее сопротивление равно сумме этих трех сопротивлений.

**§ 4. Зависимость давления от температуры в разных частях вакуум-аппаратуры. Явление термической эффузии.** Представим себе, что у нас имеется два сосуда  $A$  и  $B$ , соединенных трубкой  $C$  (рис. 68). Пусть сосуд  $A$  находится при температуре  $T_2$ , а сосуд  $B$  — при температуре  $T_1$ . Давления в сосудах пусть будут соответственно  $p_2$  и  $p_1$ . Если давление в нашем приборе достаточно велико, чтобы длина свободного пути молекул была много меньше линейных размеров сосудов и трубки, то, применяя к этому случаю общие законы равновесия газов, находим, что должно иметь место равенство

$$p_2 = p_1. \quad (54)$$

Пользуясь далее уравнением состояния газов  $pV = RT$ , находим для плотностей газа в  $A$  и  $B$  соотношение:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{p_1}{p_2} \cdot \frac{T_2}{T_1},$$

и, следовательно, на основании (54)

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (55)$$

т. е. при одинаковых давлениях плотность газа обратно пропорциональна абсолютной температуре.

Более глубокий анализ происходящих при наличии такого „равновесия“ явлений показывает, что в данном случае равновесие устанавливается в результате того, что через поперечное сечение  $ab$  трубки  $C$  протекает в течение 1 сек равное количество газа как справа налево, так и слева направо. При этом оказывается, что около стенок трубки газ движется по направлению от сосуда с более низкой температурой к сосуду с более высокой температурой; вдоль оси трубки движение газа — обратное. Равенство давлений выражается в том, что справа и слева от любого сечения трубки  $C$  равны средние значения давления.

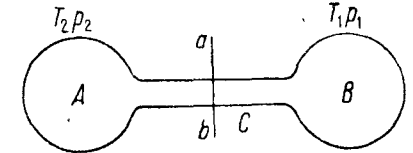


Рис. 68.



Если длина свободного пути много больше, чем диаметр трубки  $C$ , то такого двойного течения в ней установиться не может, так как каждая молекула свободно летит от стенки до стенки. Чтобы установить условия равновесия газа в этом случае, надо написать условие, что через поперечное сечение трубки  $ab$  проходит одинаковое число молекул как слева направо, так и справа налево. Чтобы упростить задачу, предположим, что температура газа имеет величину  $T_2$  как в сосуде  $A$ , так и в левой части трубки вплоть до сечения  $ab$  и величину  $T_1$  — в сосуде  $B$  и в правой части трубки  $C$  вплоть до того же сечения. Пусть числа молекул в единице объема и средние арифметические скорости молекул в  $A$  и  $B$  будут соответственно равны  $n_2, \Omega_2$  и  $n_1, \Omega_1$ . Приравняв число молекул, проходящих через единицу поверхности сечения  $ab$  слева направо, числу молекул, проходящих через ту же единицу поверхности справа налево, имеем:

$$\frac{1}{4} n_2 \Omega_2 = \frac{1}{4} n_1 \Omega_1, \quad (56)$$

и, следовательно

$$n_2 \Omega_2 = n_1 \Omega_1.$$

Далее, умножая левую и правую части этого равенства на массу отдельной молекулы  $m$ , находим:

$$\rho_2 \Omega_2 = \rho_1 \Omega_1;$$

отсюда:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{\Omega_2}{\Omega_1} = \frac{G_2}{G_1},$$

и окончательно:

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}, \quad (57)$$

т. е. при равновесии плотности газа в сосудах  $A$  и  $B$  обратно пропорциональны корням квадратным из абсолютных температур.

Если температура газа меняется вдоль трубки  $C$  непрерывно, как это имеет место в действительности, то в случае равновесия равенство (56) опять должно иметь место для любого сечения трубки  $C$ , если под  $\Omega_2 n_2$  и  $\Omega_1 n_1$  подразумевать величины, относящиеся к соседним с сечением  $ab$  слоям справа и слева. Следовательно, величина  $\Omega n$  должна оставаться постоянной вдоль всей трубки  $C$  и, следовательно, относя попрежнему индексы  $2$  и  $1$  к сосудам  $A$  и  $B$  (температуры  $T_2$  и  $T_1$ ), мы опять имеем:

$$\Omega_1 n_1 = \Omega_2 n_2.$$

Отсюда вытекает попрежнему равенство (57). Соотношение это было впервые выведено в 70-х годах XIX столетия, но затем оставалось без внимания и вновь было подтверждено Кнудсенom в 1910 г. Это соотношение справедливо в точности только в случае, когда длина свободного пути во много раз больше диаметра трубки. Кнудсен [3] дал не только более строгий вывод формулы (57), чем изложенные выше соображения, но также дал формулы: 1) для случая, когда длина свободного пути меньше диаметра трубки, но еще недостаточно мала, что-

бы имело место равенство (55), и 2) для переходного случая, когда длина свободного пути большая, но еще недостаточно велика, чтобы имело место равенство (57). В этом последнем случае формула Кнудсена имеет вид:

$$\frac{dp}{p} = \frac{3}{8} K \frac{1}{1 + \frac{2R}{L}} \frac{dT}{T}, \quad (58)$$

где  $R$  — радиус трубки,  $L$  — длина свободного пути,  $K$  — численный коэффициент, слегка меняющийся с изменением отношения  $\frac{2R}{L}$  и стремящийся к  $\frac{4}{3}$ , когда  $\frac{2R}{L}$  стремится к нулю. В последнем случае формула (58) приводит к выражению (57). Справедливость выведенных им формул Кнудсен проверил на опыте, схема которого представлена на рис. 69.

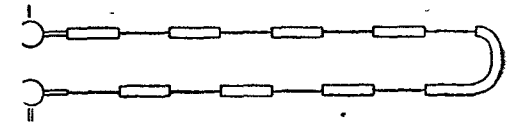


Рис. 69.

Два манометра Мак-Леода соединены системой последовательных широких (диаметром 11,2 мм) и узких (капилляры диаметром 0,374 мм) трубок. Каждый спай, в котором, если идти от манометра I к манометру II, широкая трубка переходила в узкую, нагревался электрической печкой до 500°С. Другая серия поверочных опытов была произведена путем сравнения давлений, устанавливающихся по обе стороны пробки из пористого материала длиной 7,6 см, причем по одну сторону этой пробки поддерживали температуру 22°С, а по другую — 250°С. Эти опыты дали хорошее подтверждение формулы (57).

Качественно явление „термической эффузии“ (этим именем называют описанное явление образования в разреженном газе разности давлений вследствие разности температур) можно иллюстрировать таким опытом. Пористая фарфоровая трубка  $A$  (рис. 70), закрытая с одного конца, другим концом присоединена к манометру  $BC$ . Внутри этой трубки помещают электрическую печь  $D$ . При приведении печи в действие внутренняя поверхность трубки  $A$  становится теплее наружной; в порах стенки происходит явление термической эффузии: воздух через поры проникает извне в трубку  $A$ , и давление в этой трубке повышается, заставляя подниматься ртуть в манометре  $BC$ .

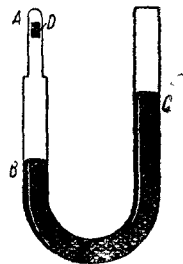


Рис. 70.

Чтобы показать, насколько необходимо учитывать явление термической эффузии при измерении давлений, допустим, что мы хотим знать давление  $p$  в такой части прибора, которая находится при температуре 500°С (например в печи), в то время как температура в манометре равна 15°С. В таком случае, если искомое давление примем за  $p_1$ , а давление в манометре за  $p_2$ , формула

$$\frac{p_1}{p_2} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$$

дает нам:

$$p_1 = p_2 \sqrt{\frac{773}{288}} \approx 1,64 p_2,$$

т. е. в показание нашего манометра вследствие явления термической эффузии придется ввести поправку в 64%. Заметим здесь же, что и в том случае, когда манометр и сосуд, в котором измеряется давление, находятся при одной и той же температуре, принимать за давление в сосуде давление, показываемое манометром, можно лишь в том случае,

если мы измеряем установившееся давление при отсутствии откачки (при закрытых кранах). Если же у нас происходит откачка и, следовательно, движение газа по трубке  $AB$  (рис. 71), то вдоль этой трубки существует падение давления от  $Q$  к  $P$ , и манометр  $M$  покажет давление, среднее между давлением в насосе и сосуде  $Q$ .

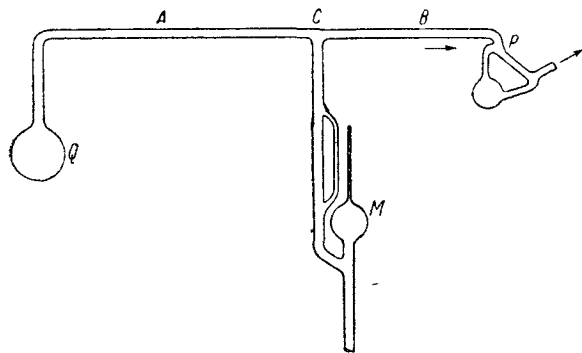


Рис. 71.

В тех случаях, когда справедлив закон Кнудсена протекания газа по трубке, давление можно рассчитать по давлению  $p_2$  в  $Q$  и  $p_1$  в  $P$ , зная отношение сопротивлений откачной системы  $W_1$  от  $Q$  до  $C$  и  $W_2$  от  $C$  до  $P$ , а именно давление в манометре

$$p_M = p_2 - \frac{W_1}{W_1 + W_2} (p_2 - p_1) \quad (59)$$

и, обратно,

$$p_2 = \frac{W_1 + W_2}{W_2} p_M - \frac{W_1}{W_2} p_1. \quad (60)$$

Таким образом манометр надо помещать либо в непосредственной близости от того сосуда, в котором производится откачка, либо корректировать показания манометра, пользуясь формулой (60).

**§ 5. Практическое осуществление вакуум-установок.** Для достижения наивысшего вакуума помимо выбора соответствующей системы насосов очень важное значение имеет устройство и выполнение насосной арматуры. Кроме требования возможно короткой длины и возможно большего диаметра трубок, необходимы непроницаемость для газов во всех соединениях отдельных частей аппаратуры между собой, наибольшая чистота и полное отсутствие внутри трубок каких-либо летучих веществ. Вместе с тем желательны наибольшее удобство и простота в обслуживании и ремонте аппаратуры. Во всех лабораторных установках высокого вакуума всю вакуумную систему делают наглухо спаянной из трубок тугоплавкого стекла. Иногда применяют соединение отдельных частей при помощи шлифов. „Шлифом“ называется

такое соединение двух трубок (из которых каждая может быть стеклянной или металлической), когда конец одной сточен на специальном шлифовальном станке в виде конуса, а конец второй развернут и затем проточен внутри в виде полого конуса в точности таких же размеров (рис. 72), так что конец второй трубки  $A$  плотно надевается на конец первой трубки  $B$ . Края шлифа снаружи часто заливают для уплотнения ртутью. Для удобства замены частей применяют так называемые „нормальные шлифы“, имеющие один и тот же, раз навсегда установленный, угол при вершине, что позволяет не производить каждый раз специальной притирки обеих половин шлифа друг к другу. Недостаток шлифов заключается в том, что при них для более полного уплотнения, а также, чтобы шлиф не „заедало“ под действием давления атмосферы и чтобы его части можно было разъединить, необходимо употреблять смазку. Смазка может давать пары, ухудшающие вакуум, и кроме того, в ртутных насосах загрязняет ртуть. Поэтому теперь соединение на шлифах применяют только тогда, когда по ходу производимого исследования приходится часто вскрывать вакуум-прибор и производить в нем изменения внутренних частей. Иногда эти изменения производятся путем поворачивания конического шлифа или продольного перемещения цилиндрического. Но лучше, если во всей аппаратуре после насоса высокого вакуума нет ни шлифов, ни, по возможности, стеклянных кранов. Смазка, удовлетворяющая условиям хорошего уплотнения и малой газоотдачи, готовится следующим образом: две части черного каучука, очищенного от серы, нагревают в тигле до размягчения каучука, затем прибавляют одну часть парафина и одну часть белого чистого вазелина, размешивают и прогревают некоторое время под вакуумом для удаления летучих веществ; при охлаждении смесь превращается в тягучую массу, которая и является хорошей смазкой. Она должна свободно размазываться между пальцами и не давать при этом никаких нитей и комков. За границей в продаже имеется хорошая вакуумная смазка под названием „рамзауеровской“ („Ramsauerfett“). При ртутном уплотнении шлифов необходимо смешивать ртуть с концентрированной серной кислотой или с глицерином для увеличения смачиваемости стекла. При чистой ртути может случиться, что между шлифом и ртутью вследствие несмачиваемости ею стекла будет диффундировать воздух. Необходимо заметить, что загрязнение ртути допустимо лишь для ртути, находящейся снаружи вакуум-аппаратуры. Чрезвычайно хорошим способом соединения наглухо отдельных частей, спаять которые нельзя, является „замазка Менделеева“. Она хорошо держит вакуум и применяется для скрепления как стеклянных, так и металлических частей. Перед употреблением замазку разогревают, превращают в вязкую жидкость и обмазывают ею скрепляемые части. При остывании она дает прочное соединение, не пропускающее наружного воздуха и, кроме того, легко разбираемое, для чего нужно лишь разогреть замазку. Приготавливается замазка Менделеева по следующему рецепту. Расплавляют 1000 частей канифоли, затем кладут 250 частей воска, при помешивании добавляют постепенно мумию



Рис. 72.

(400 частей), предварительно прокаленную для удаления влаги, а затем прибавляют 5—10 частей олифы. Нужно избегать закипания замазки. Готовую замазку выливают на обильно смоченный картон до ее охлаждения, а затем сохраняют ее в виде твердых кусков. Замазка не может применяться для соединения и уплотнения частей, подвергающихся нагреву. Другой очень хорошей вакуумной замазкой того же типа является изготавливаемый за границей „пицеин“.

Чтобы иметь возможность производить внутри вакуумной аппаратуры или трубки передвижения отдельных деталей прибора, за границей в настоящее время применяют гибкие рифленные трубки из специального сплава, герметически припаяваемые или примазываемые к остальной аппаратуре [6]. На рис. 73 представлен разрез такой трубки по ее оси.

Большинство вакуум-приборов имеет внутри электроды, к которым должна быть присоединена проникающая снаружи металлическая подводка. Необходимо, чтобы в месте впаивания этой подводки в вакуум-прибор не проникал извне воздух.

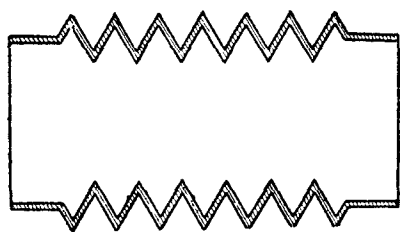


Рис. 73.

Кроме того, нужно, чтобы при остывании после впаивки неравномерность теплового расширения стекла и впаиваемого металла не служила причиной каких-либо натяжений в стекле, приводящих к растрескиванию последнего. Поэтому сорт стекла и употребляемый для впаивки металл выбирают так, чтобы их коэффициенты температурного расширения были одинаковы. Так как для хорошего уплотнения между металлом и стеклом поверхность металла должна быть чистой, то раньше для всех впаиваемых употребляли исключительно платиновую проволоку, которая не окисляется при обработке на огне и хорошо смачивается размягченным стеклом. Сорт стекла подбирали так, чтобы его коэффициент расширения достаточно близко подходил к коэффициенту расширения платины  $91 \cdot 10^{-7}$ .

В целях экономии платины впоследствии перешли к сплавам, коэффициент расширения которых подгоняли к этой цифре. В настоящее время широким распространением для вводов тока в мелкие изделия, не требующие большой силы тока и особо тугоплавкого стекла, пользуется „платинитовая проволока“. Эта проволока имеет сердцевину из сплава железа и никеля и медную оболочку, покрытую тонким слоем красной окиси меди. Медная окисированная оболочка применяется потому, что такая поверхность хорошо смачивается размягченным стеклом.

В приборах, требующих большой силы тока, а также применения тугоплавкого стекла, платина оказалась мало подходящей уже потому, что коэффициент расширения тугоплавкого стекла трудно подогнать к коэффициенту расширения платины. В настоящее время для этих изделий применяется так называемое „молибденовое стекло“ — тугоплавкое стекло с коэффициентом расширения молибдена  $52 \cdot 10^{-7}$ ; толстые впаиваются в этом стекле из молибденовой проволоки. Затем применяется еще более тугоплавкое стекло типа „Ругех“, допускающее по своему

коэффициенту расширения впаивку вольфрамовых толстых проволок. В технике изготовления рентгеновых трубок в стекло приходится впаивать широкие металлические трубки, поддерживающие антикатод. Платиновые трубки заменяются в этом случае медными. Плотность впаивки и отсутствие растрескивания стекла достигаются кроме подбора соответствующего стекла особой обработкой поверхности меди и придаванием впаиваемым стержням особой формы. Соединение между собой металлических и стеклянных трубок делается на основании тех же принципов, т. е. либо применяется переходная трубка из платины, либо стекло и металл подбираются друг к другу, либо делается специальная впаивка медных трубок. Описанные в некоторых учебниках вакуум-техники способы соединений посредством покрытия химическим путем конца стеклянной трубки тонким слоем платины (разложение хлористой платины нагреванием) и последующего наращивания медного слоя электролизом едва ли могут получить широкое распространение вследствие их сложности. Те же иностранные учебники намекают на другие специальные способы сращивания трубок, составляющие секрет производства некоторых фирм. В фор-вакууме и во всех тех случаях, когда достаточен вакуум порядка  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  мм Hg, соединения отдельных частей вакуум-аппаратуры делают при помощи трубок из так называемой „вакуумной“ толстостенной резины. Концы этой резины и прилегающие к ней части стеклянных или металлических трубок полезно обмазывать снаружи менделеевской замазкой. Резину полезно очищать от следов серы продолжительным кипячением в растворе едкого натра. Это рекомендуется также и по отношению к резине, применяемой в манометре Мак-Леода для соединения трубки манометра с сосудом, содержащим ртуть. С наружной стороны резиновые трубки рекомендуется обмазывать касторовым маслом во избежание их высыхания и растрескивания.

Стеклянные краны, применяемые в фор-вакууме, а также в высоковакуумной части установки, при работе с приборами, наполняемыми различными газами, должны обладать возможно меньшим сопротивлением протеканию через них газа и быть герметичными. Поэтому вместо „химических“ кранов малых размеров и с узкими каналами в стеклянных сплошных конусах рекомендуется применять специальные вакуумные краны. Такой кран (притом трехходовой) изображен на рис. 74b. Внутренность конусообразной пробки крана (рис. 74a) полая и имеет одно отверстие сбоку — *a*, а другое внизу — *b*. Пробка приточена к основанию крана; в этом основании имеются соответствующие отверстия. Сверху кран может быть залит ртутью. Смазка для кранов применяется та же, что и для шлифов. От условий, в которых содержится кран, в значительной степени зависит его качество. При хорошей приточке крана и хорошей замазке можно добиться „вакуума прилипания“. Рекомендуется смазку не доводить до краев пробки крана, чтобы она сообщалась с вакуумом лишь через узкий зазор между пробкой и конусом.

В высоком вакууме для разделения отдельных частей аппаратуры при условии, что между этими частями нет слишком большой разницы давлений (например, вакуум и резервуар газа с давлением порядка атмосферного), применяются ртутные запоры. Простейший пример такого

запора изображен на рис. 75а. Запирание и отпирание хода между трубками *a* и *b* достигается поднятием и опусканием резервуара со ртутью. Иногда кроме основного хода *ab* делают еще дополнительный ход *cd* из капиллярной трубки для медленного пропускания или медленной откачки газа (с целью добиться определенного давления газа в аппаратуре) (рис. 75б).

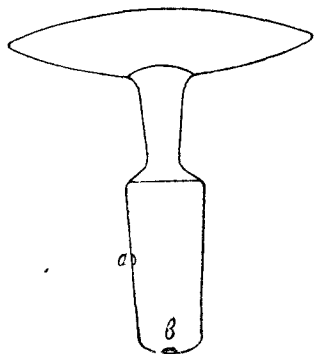


Рис. 74а.

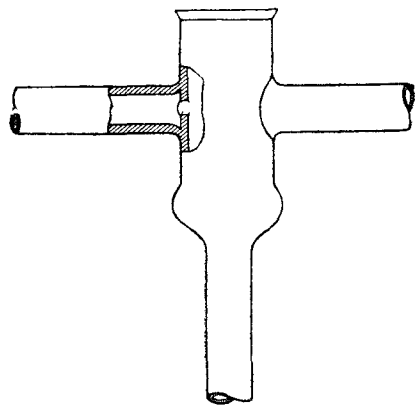


Рис. 74б.

Так же как и при применении манометра Мак-Леода, подъемную колбу со ртутью можно заменить, сделав нижнюю часть крана в виде закрытого сосуда со ртутью, соединяемого для поднятия ртути с атмос-

ферой, а для ее опускания — с фор-вакуумом. Эти соединения производятся при помощи одного и того же трехходового крана. Если нужно более точно отмечать моменты открывания или закрывания ртутного запора, верхняя его часть делается по схеме, изображенной на рис. 76.

При употреблении ртутных кранов приходится принимать во внимание то, что давление паров ртути при комнатной температуре довольно велико. Впрочем, с этим обстоятельством приходится всегда считаться, когда в вакууме имеются свободные поверхности ртути в манометрах и насосах. Поэтому в тех случаях, когда высокий вакуум не должен содержать паров ртути, устраивают ловушки для конденсации ртутных паров. Обычно ловушки имеют вид, изображенный на рис. 77а. Ловушка *A*

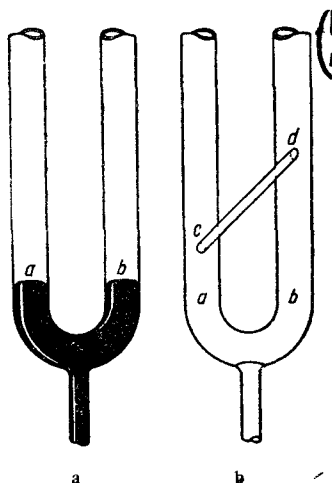


Рис. 75.

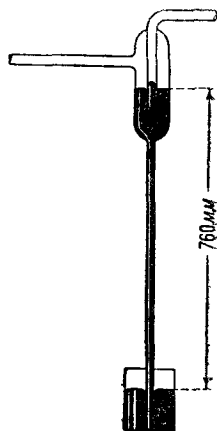
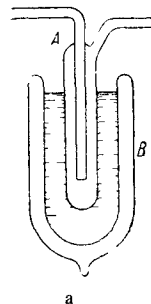
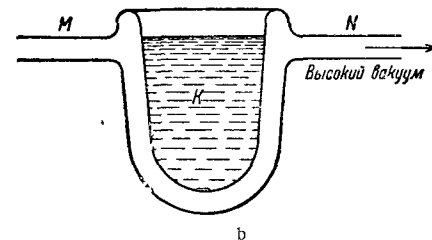


Рис. 76.

погружается в сосуд Дюара *B*, содержащий охлаждающее вещество. Сосуд Дюара имеет двойные стенки, между которыми воздух выкачан, причем изнутри стенка посеребрена, вследствие чего падающие снаружи лучи отражаются, а также отсутствует обмен тепла между стенками путем излучения.



а



б

Рис. 77.

На рис. 77б изображена другая, менее совершенная, но более простая конструкция ловушки. В сосуд *K* наливается охлаждающее вещество. Ртутный пар, проходя из *M* в *N*, встречает холодные стенки сосуда, конденсируется, и таким образом исключается возможность проникновения его в высокий вакуум. Однако для уверенности в хорошем вакууме лучше применить ловушки типа, изображенного на рис. 77.

На рис. 78 изображена ловушка с применением металлического калия. Сосуд *A*, в котором находится калий (или натрий), подогревается, вследствие чего калий испаряется и перегоняется в ловушку *B*, где и оседает на стенках, покрывая их налетом металлического калия. Затем сосуд *A* отпаивается. Если ширина ловушки меньше длины свободного пути молекул ртутного пара, то молекулы, выходя из *m*, обязательно попадут на стенки ловушки, где и осядут, образуя с калием амальгаму. Благодаря этому, ртутный пар не попадает в высокий вакуум; как показали опыты, такая ловушка может действовать 3 месяца без возобновления запаса калия или натрия. В том случае, если в установку приходится вводить воздух, слой щелочного металла приходится вновь прогреть в вакууме для разложения образовавшейся окиси и для восстановления его способности поглощать пары ртути.

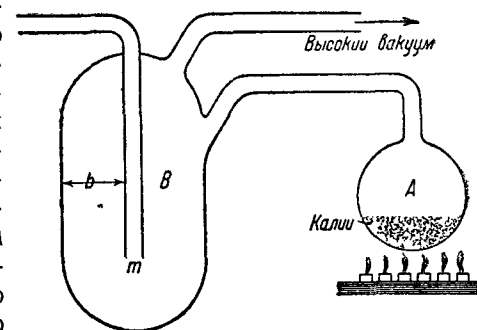


Рис. 78.

В качестве охлаждающих веществ для ловушек применяются жидкий воздух, кипящий при атмосферном давлении при температуре  $-184^{\circ}\text{C}$ , и смесь серного эфира или ацетона и углекислоты в снегообразном состоянии (температура  $-79^{\circ}\text{C}$  при атмосферном давлении). Таким об-

разом улавливаются пары ртути, масел и воды. Пары ртути при температуре —79°С имеют давление  $10^{-7}$  мм. Пары воды при температуре —79°С имеют еще высокое давление порядка  $10^{-4}$  мм, пары же некоторых углеводородов имеют значительное давление и при температуре жидкого воздуха, и для понижения их давления путем конденсации до допустимых величин нужно было бы применить очень низкие температуры. Поэтому такие углеводороды и пары воды должны быть тщательно удалены прогревом и откачкой до применений охлаждающей смеси. При применении жидкого воздуха опасность со стороны водяных паров отпадает, но зато при температуре жидкого воздуха в ловушке в значительном количестве застревает конденсирующаяся здесь углекислота с давлением паров порядка  $10^{-6}$  мм. Поэтому рекомендуется либо понижать температуру жидкого воздуха, заставляя его кипеть при пониженном давлении (для чего достаточно соединить дюаровский сосуд, в данном случае закрытый, с фор-вакуумом на 10 минут через каждый час), либо пользоваться температурой —140°, —150°С, при которой давление паров воды достаточно низко, чтобы не иметь значения, а давление паров углекислоты достаточно велико, чтобы она не застревала в ловушке. Эту температуру можно поддерживать, налив в дюаровский сосуд до некоторой высоты ртуть, а сверху подливая, по мере надобности, жидкий воздух, причем температура ртути контролируется при помощи термоэлемента. Вместо жидкого воздуха лучше пользоваться жидким азотом, так как жидкий воздух (а в особенности жидкий кислород) легко взрывается при попадании в него органических веществ.

Если при применении ртутных насосов приходится считаться с давлением ртутных паров и применять меры к их удалению, то вполне естественно поставить такой же вопрос по отношению к маслу, если откачка производится одними масляными ротационными насосами. Однако оказывается, что провести здесь полную аналогию нельзя, и рассуждение о том, что в откачиваемом сосуде будет существовать давление паров масла, соответствующее температуре масла в насосе или на стенках трубки около насоса, неверно. Это происходит прежде всего потому, что самое понятие о „давлении паров масла“ с точки зрения физики оказывается весьма неопределенным. Обычные масла вовсе не представляют собой физически однородного тела. Они всегда содержат целый ряд углеводородов очень различной летучести; кроме того, они обычно содержат влагу и воздух. Если поместить масло над ртутью в барометрической трубке или в специальном приборе, соединенном с укороченным ртутным манометром, то давление, устанавливающееся над маслом в вакууме, оказывается очень большим — порядка около 10 мм. При охлаждении прибора до температуры жидкого воздуха часть выделившихся из масла веществ конденсируется, но часть остается в газообразном состоянии, сохраняя давление в 2—3 мм. Возрастание давления выделяющихся из масла веществ не следует температурной зависимости насыщенного пара. Сказанное можно иллюстрировать рис. 79а и 79б, относящимися: а) к заграничному насосу, б) к маслу Брейт-Скот. Столбик I показывает давление над маслом после отпайки прибора от насоса и взбалтывания, II — после стояния в течение 18 час. при комнатной тем-

пературе, III — при опускании колбочки с маслом в жидкий воздух, IV — тотчас же после изъятия из жидкого воздуха и нагревания до комнатной температуры, V — после прогрева до 100°. Вместе с тем, если припаять к вакуумной аппаратуре колбочку с маслом, поместить рядом манометр и начать производить откачку, то можно очень сильно пони-



Рис. 79а.

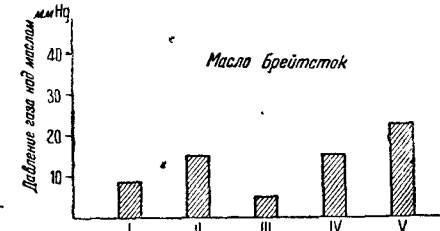


Рис. 79б.

зить давление над маслом. Между тем, если подсчитать, с одной стороны, скорость испарения какой-либо жидкости, пользуясь формулой (70) гл. II:

$$N_1 = p \sqrt{\frac{1}{2\pi m k T}},$$

а с другой — скорость действия насосной установки в условиях опыта, то оказывается, что давление паров должно быть порядка, примерно половины „давления насыщенного пара“. Все это приводит к выводу, что главную массу тех газов, которые выделяются из масла, вовсе не составляют пары основной составной части масла, а наиболее летучие и потому наиболее легко выделяющиеся углеводороды плюс пары воды и газы, окклюзированные маслом из воздуха. Выделение всех этих газов изнутри масла совершается гораздо медленнее, чем испарение жидкости с поверхности, и потому в результате равновесия между откачкой и выделением газов устанавливается сравнительно низкое давление. Вместе с тем наблюдается, что если масло находится более или менее продолжительное время в соприкосновении с вакуумом, то количество выделяющихся из него газов уменьшается, и вакуум, достигаемый при продолжительной откачке, становится все лучше и лучше. Все сказанное выше можно иллюстрировать данными опыта, схема которого представлена на рис. 80, а результат — кривыми рис. 81. В сосуд А было налито масло. После пуска насоса оно пенилось в течение нескольких минут. По прошествии 20 мин. отмечено давление над маслом, и ртутный запор между прибором и насосом Ленгмюра закрыт. Отмечено давление через 25, 30, 35 и 40 мин. после начала опыта. На

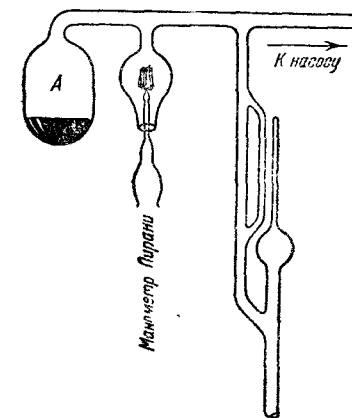


Рис. 80.

40-й минуте ртутный запор открыт — отмечено давление через 45 и 50 мин. Предыдущая операция повторена при комнатной температуре, затем при температурах 40 и 55°С. Между двумя последними сериями опытов масло стояло под вакуумом в течение 1 часа<sup>1)</sup>.

Принимая во внимание, что масло, проникнувшее небольшими каплями из масляного насоса в начало вакуумной аппаратуры, находится все время под вакуумом, приходится заключить, что оно лишь очень незначительно может портить вакуум. Во всяком случае, порядок величины давления этих „паров“ такой же, как и порядок величины предельного давления, достижимого при помощи хорошо действующего

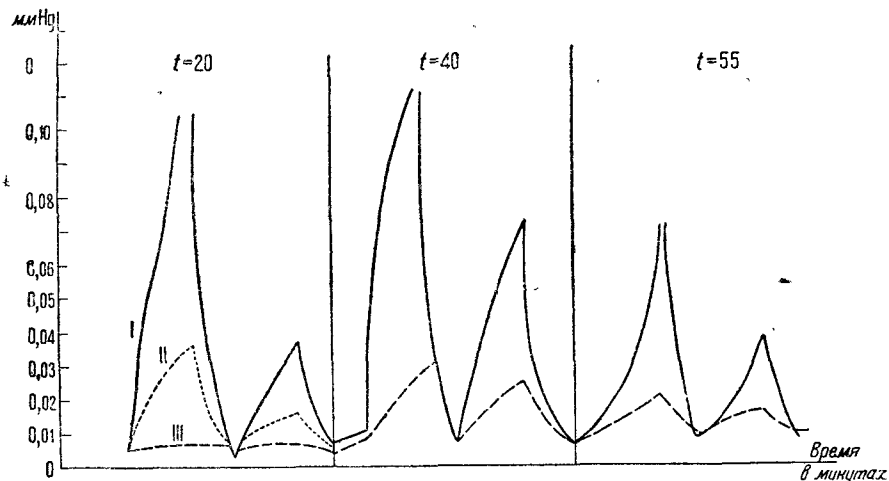


Рис. 81.

I — Масло, стоявшее открытым на воздухе. II — Масло, стоявшее 14 суток без доступа воздуха (в закрытом сосуде). III — Масло, стоявшее 2 суток под вакуумом после снятия графика I.

масляного насоса. Таким образом, при применении сортов масла, не обладающих чрезмерной газоотдачей, или сортов, специально выдержанных под вакуумом, „пары масла“ роли не играют.

Что касается ртути, находящейся в различных частях вакуум-аппаратуры, то она должна быть как можно лучше очищена. Прежде всего ртуть очищается от механических примесей путем фильтрации ее через воронку из плотной бумаги с очень малыми отверстиями, получаемыми, например, проколом булавкой. Затем ртуть для освобождения от жиров пропускается в виде дождя из очень малых капель через раствор едкого натра (NaOH). Очень малые капли лучше всего получаются при прогонке ртути через замшу, которой закрыто отверстие сосуда с пониженным давлением. Для удаления легких металлов, химически соединенных с ртутью (амальгама), через ртуть пропускают воздух, который их окисляет, или ртуть пропускают мелким дождем через 5%-ный раствор азотной кислоты (HNO<sub>3</sub>). Тяжелые металлы удаляются путем перегонки ртути в вакууме по схеме рис. 82.

<sup>1)</sup> Эти измерения были произведены в физической лаборатории лампового отдела „Электрозавода“ лаборантом Саустиным под руководством автора этой книги.

Создавая насосом разрежение, мы заставляем подниматься ртуть по трубке *A* в сосуд *B*, где она нагревается газовыми горелками или электрической печкой. При нагревании ртуть испаряется, и ртутный пар по трубке *C* попадает в холодильник, где конденсируется и в виде капель уже очищенной ртути стекает вниз. Примеси, имевшиеся в ртути до перегонки, остаются в сосуде *B*. В начале процесса перегонки конец трубки *D* запаивают, чтобы в нее не проник наружный воздух, и только после того, как высота ртутного столба будет достаточна для уравнивания наружного давления, запаиванный конец отламывают. По мере перегонки в трубку ртуть постепенно вытекает в подставленный сосуд через отверстие на конце трубки *D*.

Весь порядок процесса очистки ртути таков: 1) фильтрование, 2) пропускание мелким дождем через щелочь, 3) то же через дистиллированную воду, 4) то же через кислоту, 5) то же вновь через дистиллированную воду, 6) перегонка.

Приборы для перегонки можно устраивать с автоматической подачей новых порций ртути и с автоматическим выключением нагревательной печи при недостатке ртути в баллоне.

При работе со всякой насосной установкой, предназначенной для высокого вакуума, необходимо испытывать ее на течь. Можно считать, что вакуум-аппаратура в порядке, если при откачке насосом Ленгмюра получается „вакуум прилипания“. Когда аппаратура только что собрана, то вакуум прилипания достигается не сразу, так как трубки новой установки обычно насыщены воздухом и парами воды и могут содержать и органические летучие соединения. Достаточно вспомнить, что при спайке стеклодув вдувает в аппаратуру воздух, вместе с которым могут попасть и капельки слюны.

Если, несмотря на откачку в течение нескольких часов и на прогрев, прилипания ртути в манометре Мак-Леода не получается, то это служит признаком того, что в аппаратуре есть где-то течь. Грубую течь, понятно, можно обнаружить скорее и проще, заподозрив ее на основании очень „плохой“ работы масляного или конденсационного насоса и убедившись в ней по опусканию ртути в ртутных кранах и манометрических трубках при закрытом кране или ртутном запоре между насосом и аппаратурой. При более тонкой течи изменения уровня ртути на-глаз заметить нельзя, но последовательные измерения манометров показывают быстрое возрастание давления. Если это возрастание давления достигает 0,001 мм Hg или больше за полчаса, то можно быть уверенным, что оно происходит от наличия течи, а не вследствие простого выделения газов из аппаратуры. Самая важная задача при уходе за установкой — и в то же время самая трудная — заключается в том, чтобы найти место течи. Если

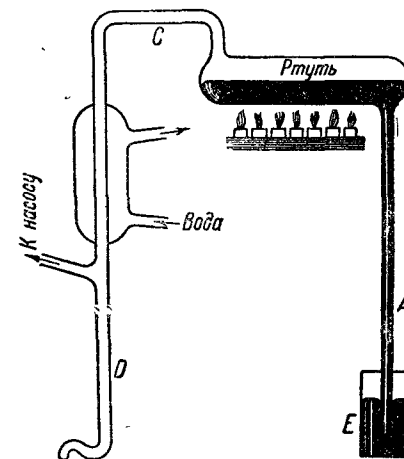


Рис. 82.

в вакуум-аппаратуре есть целый ряд ртутных затворов, то можно обнаружить, в какой именно части аппаратуры имеется течь, сперва откачав всю аппаратуру до возможно высокого вакуума, затем поднимая ртуть во всех ртутных запорах и наблюдая, в каком колене или в каких коленах ртуть понизится заметным для глаза образом после более или менее продолжительного времени. Детально место течи находится путем испытания аппаратуры маленькой индукционной катушкой или маленьким аппаратом Тесла. Один полюс индукционной катушки присоединяют к ртути в аппаратуре (можно через промежуточный слой стекла). К другому полюсу присоединяется защищенная толстой резиновой трубкой про-

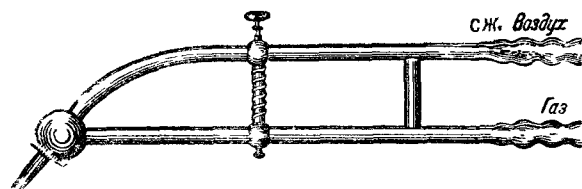


Рис. 83.

волочка. Держась рукой за резиновую трубку, приближают конец проволочки к различным частям вакуумной аппаратуры. Газ в трубке начинает светиться. В месте течи это свечение наиболее интенсивно. Кроме того, здесь начинают скакать искорки от проволочки к стеклянной трубке. Если приближать проволочку неосторожно или держать ее слишком долго на одном месте, то вместо того, чтобы обнаружить искомое место течи, можно пробить разрядом стекло в новом месте.

Для более удобного обнаружения места течи Зелени<sup>[1]</sup> предлагает наполнять вакуум-аппаратуру углекислотой под пониженным давлением. Трубки аппаратуры будут светиться молочно-белым цветом, за исключением места течи, где вследствие проникания воздуха извне свечение будет красноватым. Или же можно, как говорит далее Зелени, омывать аппаратуру снаружи углекислотой; тогда внутри около места течи появится белесоватое свечение.

В заключение приводим чертеж газовой „ручной“ горелки, служащей для спаивания трубок вакуум-аппаратуры на месте (рис. 83).

## ГЛАВА СЕДЬМАЯ

### МЕТОДЫ ОТКАЧКИ НЕКОТОРЫХ ВАКУУМНЫХ ИЗДЕЛИЙ

§ 1. Лампы накаливания. Откачка пустотных ламп накаливания, а также откачка, предшествующая наполнению газополных ламп накаливания, производится в настоящее время при помощи лишь масляных ротационных насосов, с последующим улучшением вакуума в пустотных лампах путем процесса аблица. Исключение представляют собой лишь газополные лампы больших мощностей, при изготовлении которых до сих пор применяются конденсационные насосы Ленгмюра. Откачка ведется в случае специальных сортов ламп на насосных столах и на автоматах в случае ходовых сортов. В подготовленной к откачке запаянной лампе предусмотрена специальная трубочка для этой откачки — „штенгель“.

Штенгель теперь устраивается в ножке лампы (рис. 84) и высовывается из этой ножки на несколько (8—10) см; внешний диаметр штенгеля около 3 мм. Штенгель вставляется в верхнее отверстие или гнездо толстостенной резиновой трубки, так называемой „гофманской резинки“, надетой, в свою очередь, на вертикальный отросток широкой, горизонтально расположенной металлической или стеклянной трубки — „коллектора“, — соединенной с насосом и с манометром Мак-Леода (не обязательно). Каждый насосный стол имеет около 20 гнезд в зависимости от размеров ламп. Перед откачкой все гнезда заполняются лампами. Открывается кран к насосу, на лампы опускается кожух, закрывающий их со всех сторон нагревательной печи. Нагрев производится при положенной по инструкции температуре в течение определенного для данного типа ламп числа минут. Затем печь поднимается и производится проверка ламп на течь путем наблюдения их свечения под действием разряда, получаемого при помощи небольшой индукционной катушки. Лампы с красноватым свечением заменяются новыми.

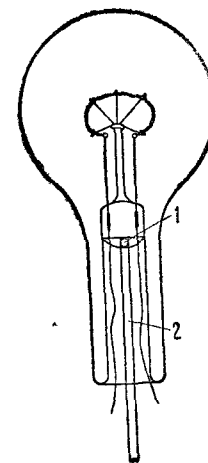


Рис. 84.

Проверка ламп на течь при помощи свечения производится для сохранения времени лишь после прогрева, так как бывают случаи, что лампы трескаются в печи. Грубая проверка на течь производится и до прогрева по стуку насоса, по свисту воздуха в трещине, по опусканию ртути в барометрической трубке манометра Мак-Леода. После проверки пустотные лампы отпаиваются путем разогревания соответствующей точки штенгеля до размягчения стекла. Газополные лампы промываются азотом для удаления остатков вредных газов и затем наполняются соответствующе-



щим газом. В настоящее время установлена целесообразность наполнения их исключительно аргоном, содержащим 14% азота для ламп всех мощностей, кроме некоторых специальных типов, в которых применяется большой перекал нити. Промывка состоит в том, что путем открывания и закрывания кранов весь коллектор попеременно соединяется с трубопроводом, подающим азот, или с насосом. Обычно ограничиваются двумя-тремя промывками. Простой расчет показывает, что посторонних примесей в этом случае остается в лампе минимальное количество. Необходимо соблюдать условие, чтобы с момента поднятия нагревательной печи и до момента наполнения аргоном проходило некоторое определенное время, необходимое для остывания лампы до 90° С. Дело в том, что наполнять лампы можно лишь до давления несколько ниже атмосферного, так как иначе невозможна непосредственно следующая за наполнением отпайка. Между тем лампа, имевшая при наполнении слишком высокую температуру и атмосферное давление, после остывания до комнатной температуры будет иметь согласно законам расширения газа давление ниже, чем те 600 мм Hg, которые необходимы для долговечности лампы. Время остывания зависит, конечно, от температуры печи и условий охлаждения ламп, и для того, чтобы свести его к двум минутам, приходится вводить искусственное охлаждение ламп струей сжатого воздуха. Что касается температуры и времени прогрева ламп в печи, то здесь приходится согласовывать требование хорошего вакуума с быстротой протекания всего производственного процесса. Обычно прогрев производится при 300—350° в течение 5 мин., отмериваемых по песочным часам, но трудно решить без довольно длительного экспериментального изучения, является ли это время наиболее приемлемым и нельзя ли его еще более сократить.

Отпаянные лампы зацоколевываются и затем пустотные лампы после проверки на аппарате Тесла поступают на операцию аблица, а газополные — на рамы „обжига“, где они прокаливаются в течение 6 минут. Лампы, треснувшие и содержащие большое количество воздуха, покрываются при этом обжиге желтовато-белым налетом окиси вольфрама. Лампы, содержащие небольшое количество вредных примесей, показывают почернение колбы, а при еще меньших количествах примесей — почернение лишь молибденовых крючков, поддерживающих вольфрамовую спираль.

Существенную составную часть откачных автоматов составляют два притертые друг к другу кольцевые диска диаметром около метра; нижний диск неподвижный, верхний вращается. Оба диска имеют отверстия, приходящиеся в точности друг против друга при соответствующем положении верхнего диска. Отверстия нижнего диска соединены с металлическими трубками, выходящими наружу автомата, которые могут быть соединены с тем или иным насосом или с ответвлением газопровода. С отверстиями верхнего диска соединены гофманские резинки, в гнезда которых вставляются штенгеля откачиваемых ламп. Число гнезд на отдельных автоматах различно в зависимости от их типа (от 8 до 24). Рис. 85 представляет собой типичную схему соединений гнезд автомата для пустотных ламп, рис. 86 — для газополных. В положении, изображенном на рис. 85, под гнездом 1 в нижнем диске отверстия нет. На позиции 2 лампа через отверстие в нижнем диске соединена с общецеховой фор-вакуумной проводкой. Позиция 3 сооб-

щается с ртутным укороченным манометром, в котором ртуть замыкает контакт цепи электрического звонка при давлении выше 12—20 мм Hg. В случае постановки на автомат худой лампы давление в ней, несмотря на откачку на позиции 2, больше этой величины, и звонок начинает звонить. В этом случае работница приводит в действие зажим, сжимающий нижнюю часть соответствующей гофманской резинки, и худая лампа тем самым отключается от насосной аппаратуры автомата. Позиция 4 соединена с фор-вакуумом; позиции 5—17 соединены с рядом насосов с таким расчетом, чтобы на последних позициях функционировало не менее двух последовательно работающих насосов. На некоторых автоматах на предпоследней позиции происходит проверка вакуума свечением при разряде. Напряжение подводится к колбе лампы при помощи метал-

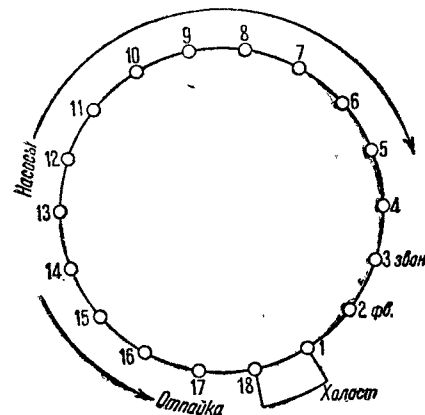


Рис. 85.

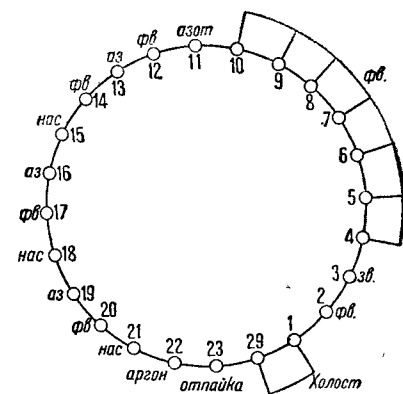


Рис. 86.

лической кисточки. На позиции 17 происходит автоматически отпайка лампы. На позиции 18 — вынимание штенгеля и на 1 — вставление новой лампы. В автоматах газополных ламп кроме позиций откачки есть позиции наполнения. На рис. 86 позиции 2, 4—10, 12, 14, 17, 20 соединены с фор-вакуумом, позиции 15, 18, 21 — с ротационным масляным насосом, позиции 11, 13, 16, 19 и 22 — с подводящими газ трубками. Схемы соединений автоматов с насосами применяются очень различные. В качестве примера приводим схематический чертеж (рис. 87). Скорость вращения автомата может регулироваться перестановкой шкивов. При прохождении через положения от 5 до 15 на рис. 85 и от 4 до 10 на рис. 86 лампа попадает в газовую печь, устроенную в виде длинного кольцевого хода. Время пребывания лампы на каждой позиции во время работы автомата невелико и оценивается секундами. Поэтому для величины достигаемого вакуума далеко небезразличен диаметр штенгеля, через который производится откачка.

Приведенные в гл. VI формулы для скорости протекания газа по трубкам дают возможность подсчитать минимальный внутренний диаметр штенгеля, при котором может быть получено требуемое разрежение порядка 0,01—0,02 мм Hg при данной скорости вращения автомата, определяющей время пребывания откачиваемой лампы на каждой позиции.



Для того, чтобы штенгеля ламп легче входили в отверстие гофманских резинок, а также для уплотнения этих соединений в случае несколько более узкого штенгеля или разболтавшегося отверстия, штенгеля смазывают касторовым маслом. Тем же самым маслом смазываются диски автоматов для уменьшения трения между ними и для уплотнения существующего между ними зазора.

Что касается предельного давления, <sup>7</sup> допустимого в вакуумных лампах накаливания при их отпайке, то указанный выше порядок величины 0,02 мм Hg, соответствующий полному отсутствию красноватого оттенка при свечении этих ламп на аппарате Тесла, установлен скорее по традиции. Оправдывается его выбор тем соображением, что, устанавливая

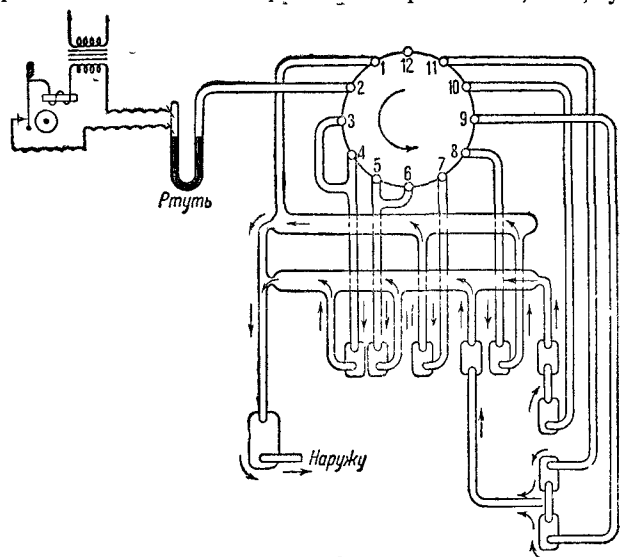


Рис. 87.

нормальные правила откачки, надо предусмотреть возможность фактических отступлений от них и, ставя несколько повышенные требования, гарантировать себя от появления брака при некотором ухудшении условий откачки со временем. На самом же деле, как показали опыты, поставленные в физической лаборатории „Электроставода“ (лаборант Б. И. Королев), лампы с некоторой „красниной“ в свечении — давление от 0,1 мм — после аблица и некоторого времени горения, за которое лампа жестится, имеют такое же давление, как и лампы с давлением при отпайке 0,01 мм. Полезное время жизни — время горения до потери 20% светового потока — одно и то же у тех и у других. Даже лампы „красные“ на аппарате Тесла — давление порядка 0,2 мм Hg — могут быть исправлены более продолжительным, специально подобранным режимом аблица, но применение такого специального режима, конечно, неудобно в производственном отношении.

При изготовлении газополных ламп остаточное давление при откачке имеет несколько менее существенное значение, так как здесь удаление вредных примесей достигается многократной промывкой.

При работе на откачных столах и автоматах ламп накаливания большое внимание должно быть обращено на плотность всех соединений резиновых, стеклянных и металлических трубок и на чистоту в этих трубках. Периодически все трубки и коллектора приходится прочищать от попавшего в них масла, а также от стеклянных осколков штенгелей и пыли, попадающих через отверстия гофманских резинок. Работу насосов и плотность всех соединений после каждой сборки или чистки следует проверять при помощи записи показаний манометра Пирани, осуществляемого в виде заранее градуированной лампы со штенгелем, вставляемым в гнездо автомата. Лампу останавливают на каждой позиции либо на продолжительное время для наблюдения результатов продолжительной работы насоса, либо как раз на такое время, в течение которого откачиваемая лампа остается на данной позиции при работе автомата. Этот, последний ряд наблюдений дает представление о порядке величины вакуума, достигаемого при работе автомата. Разница по сравнению с действительными условиями откачки заключается в температуре откачиваемого газа, так как лампу-манометр приходится пропускать через позиции автомата при холодной или снятой печи.

Газополные лампы мощностью в 500 W и выше откачиваются в индивидуальном порядке — не более двух на один откачный стол — с применением насосов Ленгмюра. Последнее объясняется желанием соблюсти все меры предосторожности при изготовлении этих более дорогих изделий. Однако, по видимому, и здесь можно было бы вполне обойтись хорошим масляным насосом, хорошими вакуумными соединениями (спаянные стеклянные трубки) и многократной промывкой азотом.

**§ 2. Откачка катодных ламп и других изделий.** Что касается откачки катодных ламп, то повышенное требование к вакууму этих ламп по сравнению с пустотными лампами накаливания ( $10^{-7}$  мм по сравнению с  $10^{-4}$  мм) влечет за собой также и повышенное требование к откачке. Здесь вполне законно применяются насосы Ленгмюра. Вся откачка вообще приближается к типу откачки лабораторных приборов. Одним из главных ее моментов является совершенно отсутствовавшее в процессе откачки ламп накаливания обезгаживание металлических частей (анодов) одним из указанных в предыдущей главе способов. В этом отношении все большее значение приобретает применение мощных генераторов высокой частоты. При откачке необходим жидкий воздух или смесь твердой углекислоты с ацетоном (или серным эфиром), для замораживания ртутных паров.

При откачке рентгеновских трубок после прогрева стеклянных частей в печи производится осторожная „тренировка“ трубки. Как только трубка делается слишком мягкой вследствие выделения газов из антикатада, избыток этих газов удаляется откачкой. Так поступают до тех пор, пока заметное выделение газа из металлических частей не прекратится. Откачка рентгеновских трубок типа Кулиджа, т. е. трубок с раскаленным катодом, для правильного действия которых требуется высокая степень вакуума, производится так же, как и откачка крупных генераторных катодных ламп.

В настоящее время мощные электровакуумные приборы и мощные

приборы газового разряда имеют так называемые „оксидные“ катоды (гл. VIII § 11). При откачке подобного рода изделий к процессам обезгаживания стекла и металлических частей прибавляются еще процессы активирования катодов путем специального их прогрева, отбирания от них эмиссионного тока в вакууме и тренировки катодов в газовом разряде. Иногда тренировка разряда применяется также для более полного обезгаживания или очистки поверхности стекла и металлов. Газ при этом несколько раз откачивается и заменяется свежими порциями. По отношению ко многим электровакуумным и газоразрядным изделиям применяется тренировка или „выжигание“ при несколько повышенном режиме работы также и после их отпайки от насосной установки.

В заключение заметим, что какой бы электровакуумный или газоразрядный прибор или изделие мы ни изготовляли, все составные части этого изделия, запаиваемые внутрь стеклянной колбы или трубки, должны иметь возможно чистую поверхность. Поэтому эти части до запайки „препарируются“, т. е. очищаются от окислов и слоев жировых веществ прокаливанием в вакууме или в атмосфере водорода. Во избежание взрыва в условиях заводского производства вместо чистого водорода применяется смесь водорода с азотом — так называемый „препарировочный“ газ — 25% водорода и 75% азота. Прокаливание совершается в особых вакуумных или водородных печах. Обычно эти печи представляют собой фарфоровые или кварцевые трубы, нагрев которых производится извне нагреваемыми током нихромовыми<sup>1)</sup> или платиновыми проволоками, навитыми кругом печи в слое асбеста, каолина или другого плохо проводящего тепло вещества. Прокаливанию в вакууме или водороде иногда предшествует промывка четыреххлористым углеродом для удаления жиров.

Стеклянные части откачиваемых лабораторных приборов рекомендуется промывать перед сборкой азотной кислотой, дистиллированной водой, раствором щелочи и спиртом. Очень много случаев появления брака на электровакуумных производствах всецело объясняется недостаточным соблюдением требования высшей степени чистоты при сборке и откачке изделий.

<sup>1)</sup> Нихром или хромоникель — сплав хрома с никелем.

## ГЛАВА ВОСЬМАЯ

### ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ГРАНИЦЕ МЕЖДУ ТВЕРДЫМИ ТЕЛАМИ И ВАКУУМОМ ИЛИ ГАЗОМ: ТЕРМОИОННАЯ И АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ, ФОТОЭФФЕКТ, ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

§ 1. Электрические явления в газах. Прохождение электрического тока через газы резко отличается по своим законам от прохождения электрического тока через твердые и жидкие тела и сопровождается целым рядом своеобразных явлений. Эти сопровождающие явления иногда бывают весьма внушительны и бурны, например в случае электрических токов в земной атмосфере — грозных разрядов. Последнее название — *разряд* — стали применять и ко всем другим случаям прохождения электрического тока в газе и называть все относящиеся сюда явления *электрическими разрядами в газе* или *газовыми разрядами*. Изложению общих свойств газовых разрядов и их классификации отведена ниже глава XII. Отдельные виды электрических разрядов в газах описаны в следующих главах. В этой главе мы начинаем описание тех элементарных процессов, которые имеют место в явлениях газового разряда. Без изучения этих процессов невозможно сколько-нибудь успешно разобратся в том, что происходит в разряде.

Основное отличие законов прохождения электрического тока через газы по сравнению с законами электрического тока в твердых и жидких телах заключается в том, что электропроводность газа не остается постоянной величиной, зависящей только от температуры и давления газа, а очень сильно меняется в зависимости от наличия различных внешних воздействий на газ. В очень большом числе случаев электропроводность газа зависит еще и от плотности проходящего через газ тока. Всякий газ, очень тщательно защищенный от всяких внешних воздействий, — очень плохой проводник электрического тока. В пределе при полной изоляции от внешних воздействий электропроводность газа при температурах порядка комнатной равна нулю. Если такой газ привести в соприкосновение с телом, заведомо испускающим ионы или электроны, то газ становится проводящим. Отсюда, а также из аналогии с хорошо изученными явлениями прохождения электрического тока через жидкие электролиты, вытекает, что для того чтобы газ мог проводить электрический ток, он должен содержать в себе положительные и отрицательные ионы или свободные электроны. Однако явлений электролиза, т. е. выделения вещества в виде ионов на катоде и на аноде, в газах не наблюдается и детальное исследование встречающихся в газе ионов показывает, что эти ионы никогда не образуются в газе путем электролитиче-

ческой диссоциации, т. е. путем разделения сложной молекулы на более простые заряженные комплексы атомов или отдельные заряженные атомы. В процессе ионизации газа образование положительных ионов заключается в потере атомом или молекулой газа одного или нескольких из входящих в ее состав электронов; образование отрицательных ионов — в присоединении к атому или молекуле одного лишнего электрона (редко нескольких). При больших давлениях эти процессы усложняются присоединением к положительному или отрицательному иону одной или нескольких нейтральных молекул (образование „тяжелых“ ионов).

Ионизация газа происходит как вследствие элементарных процессов, имеющих место в объеме газа — „объемная ионизация“, так и вследствие элементарных процессов, имеющих место на поверхности граничащего с газом твердого или жидкого тела (преимущественно металла) — „поверхностная ионизация“. Тот физический фактор, который вызывает ионизацию газа, называется „ионизатором“. Таковым может быть, например, свет, рентгеновские лучи, высокая температура газа или соприкасающегося с ним тела и т. д. В настоящей главе мы познакомимся с несколькими явлениями поверхностной ионизации. Для целого ряда электровакуумных явлений и их применений эти процессы имеют самостоятельное значение безотносительно к явлениям газового разряда.

## § 2. Экспериментальная сторона явления термоионной эмиссии.

Явление термоионной эмиссии впервые было обнаружено Эдиссоном около 1881 г. Производя различные эксперименты с изобретенными им угольными лампами накаливания, Эдиссон построил лампу, содержащую в вакууме, кроме угольной нити  $K$  (рис. 88), еще металлическую пластинку  $A$ , от которой наружу был выведен специальный провод  $P$ . Эдиссон заметил, что если соединить провод  $P$  через гальванометр  $G$  с проводом от положительного конца нити, то гальванометр показывает прохождение тока. Если соединить  $P$  с отрицательным концом нити, то никакого тока гальванометр  $G$  не обнаруживает. Это явление было названо эффектом Эдиссона. Флеминг ввел в схему Эдиссона еще добавочную батарею в цепи пластинки  $A$  и показал, что электрический ток через вакуум между

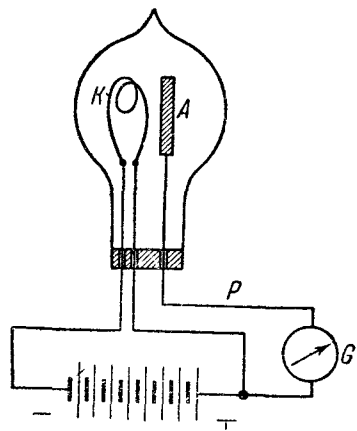


Рис. 88.

нитью и пластинкой  $A$  получается всякий раз, когда пластинка  $A$  имеет положительный потенциал по отношению к нити. Одновременно с этими опытами в вакууме немецкие физики Эльстер и Гейтель показали, что воздух, окружающий всякую раскаленную до белого каления металлическую проволоку, заряжается отрицательно, причем этот отрицательный заряд передвигается вместе с воздухом, например при продувании последнего через трубку. В опытах Эльстера и Гейтеля дело происходит так, как будто раскаленная металлическая проволока испускает из себя отрицательные электрические заряды.

Явления, наблюдаемые Эдиссоном, Флемингом, Эльстером и Гейтелем, объяснил в 1897 г. английский физик Джон Джозеф Томсон на основании введенного в то время в физику представления об электронах, как о частицах, несущих „элементарный“ отрицательный электрический заряд. Томсон предположил, что с поверхности всякого нагретого до температуры белого каления металла вылетают в большом количестве свободные электроны и что именно эти электроны и переносят отрицательный электрический заряд через вакуум с раскаленной нити на положительно заряженную пластинку в опытах Эдиссона и Флеминга, а в опытах Эльстера и Гейтеля присутствие этих электронов является причиной отрицательного заряда в газе. Как известно, все электроны обладают одной и той же массой и одним и тем же зарядом, так что отношение заряда к массе  $\frac{e}{m}$  является величиной постоянной. Чтобы подтвердить свое предположение, Дж. Дж. Томсон определил отношение заряда к массе для отрицательных частиц, выделяемых раскаленным металлом в вакууме. Он нашел, что это отношение того же порядка величины, что и отношение  $\frac{e}{m}$ , найденное для электронов в катодных лучах. Впоследствии эти измерения были повторены другими исследователями, и отношение  $\frac{e}{m}$  найдено одинаковым в случае термоионной эмиссии и в случае катодных лучей в пределах точности измерений.

Явление испускания электронов раскаленным металлом в вакууме получило название *термоэлектронной эмиссии* или *термоионной эмиссии*.

Так как металлы в холодном виде не эмитируют заметно электронов, а при высокой температуре такая эмиссия происходит, то ясно, что термоионная эмиссия должна как-то зависеть от температуры металла. Зависимость величины термоионной эмиссии от температуры установил теоретически и экспериментально проверил Ричардсон. Ричардсон дал два теоретических вывода этой зависимости. Первый вывод Ричардсона основан на представлениях „электронной теории металлов“, созданной Дж. Томсоном, Рикке и Друде для объяснения явлений электропроводности и теплопроводности металлов, контактной разности потенциалов, эффекта Холла и прочих электрических явлений в металлах. Согласно этой теории, в металлах, кроме электронов, крепко связанных с атомами, имеется большое число „свободных электронов“<sup>1)</sup>. Свободные электроны двигаются подобно молекулам газа внутри какого-либо сосуда. В первоначальной или „старой“ электронной теории к ним считаются приложимыми все те соотношения и законы, которые дает нам для молекул газа кинетическая теория газов. Под действием постоянного электрического поля к беспорядочному, так называемому „тепловому“, движению электронов прибавляется еще движение в направлении

1) Так как в общем металл не заряжен, то наряду со свободными электронами в металле находятся положительные ионы, — те атомы, от которых электроны оторвались. Положительные ионы по всему металлу передвигаться не могут. Их тепловое движение сводится к колебаниям около определенного положения равновесия.

поля. Соответствующее перемещение электронов от одного конца металлического проводника к другому обуславливает собой ток через этот проводник. Подобно молекулам газа, скорости беспорядочного движения электронов, как предполагал Ричардсон, подчинены максвелловскому закону распределения скоростей (гл. II, § 2). Эти скорости тем больше, чем выше температура металла. Когда какой-либо электрон подлетает к границе между металлом и вакуумом, равнодействующая всех сил притяжения на электрон со стороны положительных ионов металла направлена внутрь металла и мешает электрону продолжать свой путь в вакуум. Однако, если скорость движения электрона достаточно велика, он будет в состоянии преодолеть эту задерживающую его силу и вылететь из металла. Чем выше температура металла, тем больше в нем свободных электронов, имеющих большие скорости движения, и тем больше, следовательно, число электронов, способных проникнуть через границу металла в вакуум, тем больше термоионная эмиссия. Этот процесс вполне аналогичен процессу испарения жидкости: только те молекулы переходят из жидкой фазы в газообразную, которые обладают достаточно большими скоростями. Величина работы, совершаемой отдельным электроном при вылете, называется коротко „работой выхода электрона“. Эта работа является для какого-либо данного металла постоянной характерной для него величиной. Ее можно измерять в эргах, но обычно она дается в вольтах, т. е. указывается число вольт разности потенциалов, которую должен пробежать электрон, чтобы накопить кинетическую энергию, равную работе выхода. Если  $\varphi_a$  — работа выхода в эргах,  $\varphi$  — то же в вольтах,  $e$  — заряд электрона в абсолютных электростатических единицах, то

$$\varphi_a = \frac{1}{300} e\varphi. \quad (1)$$

Когда жидкость находится в соприкосновении со своим насыщенным паром, то одни молекулы переходят из жидкости в пар, другие возвращаются обратно. Плотность насыщенного пара устанавливается такая, что число вылетающих из жидкости молекул равно числу возвращающихся обратно в жидкость. При электронной эмиссии происходит такое же явление; в том случае, если электроны не удаляются от поверхности металла существующим в окружающем пространстве электрическим полем, устанавливается равенство между числом электронов, покидающих поверхность металла в единицу времени, и числом возвращающихся обратно в металл. „Электронный газ“ в окружающем металл пространстве как бы „насыщен“.

Электронная теория в ее первоначальном виде, как ее дали Томсон, Рикке и Друде, оказалась недостаточной, чтобы объяснить некоторые явления, наблюдаемые в металлах. В частности, этими простыми представлениями не могли быть объяснены явления сверхпроводимости и оценена в согласии с опытом удельная теплоемкость металлов. На том этапе отсражения объективной реальности внешнего мира, на котором в настоящий момент находится наше познание, мы имеем уже иные представления о том, что происходит в металле, и вообще об атомных и электронных процессах, чем во времена Рикке и Друде. Так, мы

знаем теперь, что положительные ионы металла расположены в узлах некоторой правильной пространственной решетки, что колебания этих ионов около положения равновесия подчинены законам квантовой физики и обуславливают в основном теплоемкость металлов, что те же квантовые законы управляют взаимодействием атомов и электронов и движением как электронов в металле, так и молекул газа, наконец, что электроны обладают волновыми свойствами наравне со свойствами частицы. Прежнее представление о свободных электронах и об их движении, совершенно не учитывавшее возможных столкновений электронов с ионами и атомами и взаимодействия с ними и не считавшееся с квантовыми законами, не может теперь удовлетворять физика. Но и все новые, более совершенные видоизменения электронной теории принимают, (1) что в металлах существуют электроны, передвигающиеся так или иначе по всему металлу, (2) что при увеличении температуры скорость движения электронов увеличивается, (3) что при вылете из поверхности металла электрон должен затратить некоторую работу выхода за счет энергии своего движения.)

**§ 3. Первая формула Ричардсона.** Первый вывод закона зависимости величины термоионной эмиссии от температуры металла, данный Ричардсоном<sup>[1]</sup>, целиком основан на представлении, что внутри металла „свободные электроны“ двигаются как молекулы идеального газа и что распределение скоростей между ними, внутри металла, — строго максвелловское. Последнее предположение не имеет экспериментального обоснования и является наиболее уязвимым местом этого теоретического вывода.

Согласно выведенным нами в гл. II формулам кинетической теории газов, число  $dn_1$  молекул в единице объема идеального газа, имеющих слагающие скорости по осям  $X, Y, Z$ , в пределах от  $u$  до  $u + du$ , от  $v$  до  $v + dv$  и от  $w$  до  $w + dw$ , выражается следующим образом: если общее число молекул газа в единице объема  $n$ , а масса каждой молекулы  $m$ , то

$$dn_1 = \left(\frac{qm}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-qm(u^2+v^2+w^2)} \cdot du \cdot dv \cdot dw, \quad (2)$$

где

$$q = \frac{1}{2kT}. \quad (3)$$

Ричардсон прилагает равенство (2) к свободным электронам внутри металла, проводит ось  $X$  перпендикулярно к поверхности металла и подсчитывает число  $dN_1$  электронов, скорости которых лежат в указанных выше пределах и которые достигают единицы поверхности металла в единицу времени:

$$dN_1 = u \cdot dn_1 = n \left(\frac{qm}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot u \cdot e^{-qm(u^2+v^2+w^2)} \cdot du \cdot dv \cdot dw. \quad (1)$$

Пусть  $\varphi_a$  — работа выхода электрона. Тогда наименьшую скорость  $u_m$  в направлении оси  $X$ , которой должен обладать электрон, подлетающий

к границе металла, чтобы вырваться наружу, найдем, приравняв  $\varphi_0$  кинетической энергии электрона в движении по оси  $X$ :

$$\frac{mu_m^2}{2} = \varphi_0, \quad \text{откуда} \quad u_m = \sqrt{\frac{2}{m} \varphi_0}. \quad (5)$$

Чтобы подсчитать общее число  $N_1$  электронов, вылетающих через единицу поверхности металла в 1 сек, надо проинтегрировать выражение (4) по  $dv$  и  $d\omega$  в пределах от  $-\infty$  до  $+\infty$ , так как слагающие скорости, направленные параллельно поверхности, в процессе вылета электрона роли не играют, и по  $du$  от  $u_m$  до  $+\infty$ , так как вылетают только те электроны, скорость которых по оси  $X$  численно больше, чем  $u_m$ , и направлена в сторону этой оси. Итак:

$$N_1 = n \left( \frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \int_{u_m}^{+\infty} du \int_{-\infty}^{+\infty} dv \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \cdot u \cdot e^{-qm(u^2+v^2+\omega^2)}; \quad (6)$$

так как  $u$ ,  $v$  и  $\omega$  — независимые переменные, то мы можем переписать выражение (6) так:

$$N_1 = n \left( \frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \int_{u_m}^{+\infty} u \cdot e^{-qmu^2} du \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-qm(v^2+\omega^2)} dv \cdot d\omega. \quad (7)$$

Двойной интеграл в выражении (7) легко взять, если рассматривать его как интеграл по поверхности и сделать переход от прямоугольных координат  $v$  и  $\omega$  к полярным  $r$  и  $\vartheta$ . Имеем:  $v^2 + \omega^2 = r^2$ ; элемент площади:

$$dv \cdot d\omega = r \cdot dr \cdot d\vartheta,$$

и, следовательно,

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-qm(v^2+\omega^2)} dv d\omega &= \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} e^{-qmr^2} r \cdot dr \cdot d\vartheta = \\ &= -2\pi \frac{1}{2qm} \int_0^{\infty} e^{-qmr^2} d(-qmr^2) = \frac{\pi}{qm}. \end{aligned}$$

Вместо (7) получаем:

$$\begin{aligned} N_1 &= n \left( \frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{u_m}^{+\infty} e^{-qmu^2} \cdot u du = -n \left( \frac{qm}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{2qm} \int_{-2qm}^{-\infty} e^y dy = \\ &= \frac{n}{2} (qm\pi)^{-\frac{1}{2}} \cdot e^{-2q\varphi_0} = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Таково число электронов, вылетающих через единицу поверхности металла 1 сек. Помножив  $N_1$  на заряд электрона  $e$ , находим „эмиссионный ток“ с единицы поверхности металла:

$$I = N_1 \cdot e = n \cdot e \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} = CT^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{b}{T}}, \quad (9)$$

где

$$C = ne \sqrt{\frac{k}{2\pi m}} \quad \text{и} \quad b = \frac{\varphi_0}{k}. \quad (10)$$

Формула (9) выражает собой „закон Ричардсона“; ее принято называть „первой формулой Ричардсона“.

Константа  $b$  в этой формуле пропорциональна „работе выхода“ электрона из данного металла; константа  $C$  пропорциональна числу свободных электронов в 1 см<sup>3</sup> металла. Приложение формулы (9) к экспериментальным данным показывает, что и  $b$  и  $C$  различны для различных металлов. Обе величины не являются строго постоянными, так как  $n$  и  $\varphi_0$  зависят от температуры.

Первая формула Ричардсона хорошо оправдывается опытом; она нашла всеобщее признание и ею долго пользовались при всех практических применениях; пользуются ею иногда и теперь. Вывод второй формулы, данной Ричардсоном, более строг, чем вывод первой, так как в нем не делается предположения о максвелловском распределении скоростей среди электронов внутри металла. Этот вывод основан на законах термодинамики и на некоторых экспериментальных данных, относящихся к движению электронов в металле. А именно, Ричардсон пренебрегает на основании экспериментальных данных величиной  $e\sigma$  по сравнению с  $\frac{k}{\gamma-1}$ , где  $\gamma$  — отношение теплоемкостей идеального газа  $\frac{c_p}{c_v}$ , а  $\sigma$  — коэффициент Томсона — количество тепла, выделяющегося независимо от Джоулева тепла в проводнике, между концами которого существует разность температур в 1° при силе тока равной одной единице CGSE. Это обстоятельство как раз и привело к тому, что вторая формула Ричардсона находится в согласии с современной теорией металлов. Теоретическое обоснование второй формулы Ричардсона на базе квантовой теории дал в 1923 году Дёшмэн [2]. Формулу эту теперь обычно называют формулой Ричардсона-Дёшмэна.

**§ 4. Формула Ричардсона-Дёшмэна.** Дёшмэн исходит из термодинамической формулы Клапейрона-Клаузиуса, связывающей „скрытую теплоту“ перехода какого-либо тела из одного состояния в другое с температурой, давлением и ходом зависимости давления насыщенного пара от температуры. Мы даем вывод этой формулы на примере „электронного газа“, „испаряющегося“ с поверхности металлического проводника. Весь вывод целиком можно перенести на случай испарения жидкого (или твердого) тела, заменив слова: электрон в металле и электрон в пространстве, окружающем металл, словами: молекула в жидкой фазе и молекула в газообразной фазе и подставив вместо увеличения объема электронного газа разницу между объемом испарившейся жидкости в газообразном и жидком состоянии.

Представим себе, что испускающее (эмитирующее) электроны металлическое тело  $A$  (рис. 89) окружено оболочкой  $B$ , ограничивающей некоторый объем вокруг тела  $A$  и снабженной придатком в виде цилиндра с поршнем  $D$ . Оболочка, цилиндр и поршень совершенно не проводят тепла, непроницаемы для электронов и сами электронов не эмитируют.  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  находятся при одной температуре  $T$ . В случае равновесия

число вылетающих из  $A$  электронов равно числу электронов, возвращающихся в  $A$ . Обозначим через  $n$  число электронов, находящихся в единице объема пространства между  $A$  и  $B$ . Электроны, „насыщающие“, таким образом, пространство внутри оболочки  $B$ , оказывают, ударяясь об эту оболочку и о поршень  $D$ , давление, аналогичное давлению газа на стенку сосуда. Это давление должно быть уравновешено внешним давлением на поршень  $D$ . Пусть величина „давления электронного газа“ будет  $p$ . Термодинамика говорит нам <sup>1)</sup>, что существует некоторая функция  $S$ , являющаяся функцией состояния нашей системы, называемая „энтропией“, приращение которой при бесконечно малом передвижении поршня  $D$  выражается так:

$$dS = \frac{dU + pdv}{T}, \quad (11)$$

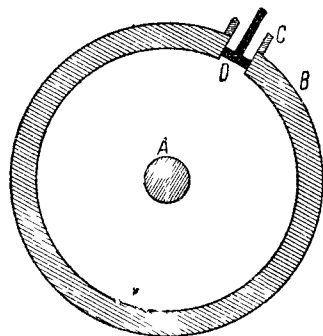


Рис. 89.

где  $U$  — „внутренняя энергия“ системы;  $dv$  — изменение объема при передвижении поршня;  $T$  — абсолютная температура нашей системы. Из „второго закона термодинамики“ следует, что  $dS$  должно быть полным дифференциалом переменных, определяющих состояние системы. Выберем за эти независимые переменные объем  $v$  и температуру  $T$ .

Какое изменение произошло в нашей системе при рассматриваемом передвижении поршня? Вследствие увеличения объема  $v$  изменилось число электронов, приходящихся

на единицу объема, и для восстановления равновесия некоторое число новых электронов перешло из тела  $A$  в окружающее пространство. Так как никаких других изменений внутри нашей системы не произошло, то мы учтем изменение внутренней энергии этой системы, учтя изменение величины  $n \cdot v \varphi_a$  — суммы работы выхода всех электронов, находящихся в пространстве между  $A$  и  $B$ , — характеризующей прирост потенциальной энергии этих электронов по сравнению с тем случаем, если бы все они находились внутри металла  $A$ . Таким образом (11) дает нам:

$$dS = \frac{1}{T} [d(n \cdot v \varphi_a) + pdv]. \quad (12)$$

Так как мы приняли за независимые переменные  $v$  и  $T$ , то можем написать:

$$\begin{aligned} d(nv\varphi_a) &= \frac{\partial(nv\varphi_a)}{\partial v} dv + \frac{\partial(nv\varphi_a)}{\partial T} dT = \\ &= \left( v \frac{\partial(n\varphi_a)}{\partial v} + n\varphi_a \right) \cdot dv + v \frac{\partial(n\varphi_a)}{\partial T} dT \end{aligned}$$

<sup>1)</sup> Читатели, незнакомя с термодинамикой и желающие уяснить себе происхождение применяемых здесь формул и понятий, найдут искомое в курсе физики Гримзеля, т. II, изд. 1928 г. или т. I, изд. 1931 г.

и, следовательно:

$$dS = \frac{1}{T} \left( p + n\varphi_a + v \frac{\partial(n\varphi_a)}{\partial v} \right) dv + \frac{v}{T} \frac{\partial(n\varphi_a)}{\partial T} dT. \quad (13)$$

Так как  $dS$  должно быть полным дифференциалом, то множитель при  $dv$  должен быть равен  $\left( \frac{\partial S}{\partial v} \right)_{T=\text{const}}$ , а множитель при  $dT$  —  $\left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_{v=\text{const}}$ , но

$$\frac{\partial}{\partial T} \left( \frac{\partial S}{\partial v} \right) = \frac{\partial}{\partial v} \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right) = \frac{\partial^2 S}{\partial T \partial v},$$

а потому, производя соответствующее дифференцирование, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{T} \left[ \frac{\partial p}{\partial T} + \frac{\partial(n\varphi_a)}{\partial T} + v \frac{\partial^2(n\varphi_a)}{\partial v \partial T} \right] - \frac{1}{T^2} \left( p + n\varphi_a + v \frac{\partial(n\varphi_a)}{\partial v} \right) = \\ = \frac{1}{T} \left[ v \frac{\partial^2(n\varphi_a)}{\partial v \cdot \partial T} + \frac{\partial(n\varphi_a)}{\partial T} \right]. \quad (14) \end{aligned}$$

Сделав в (14) приведение подобных членов, приняв во внимание, что  $\frac{\partial(n\varphi_a)}{\partial v}$  должно быть равно нулю, так как ни  $n$ , ни  $\varphi_a$  от  $v$  при установившемся равновесии не зависят, и помножив обе части равенства на  $T^2$ , найдем:

$$T \frac{\partial p}{\partial T} = p + n\varphi_a. \quad (15)$$

В случае испарения твердого или жидкого тела  $\varphi_a$  в формуле (15) надо заменить работой, совершаемой молекулой при вылете из твердой или жидкой фазы в газообразную.

Допустим теперь, что при постоянной температуре  $T$  и постоянном давлении  $p$  поршень  $D$  передвинулся на конечное расстояние, соответствующее конечному увеличению объема  $B$  на величину  $v$ . При этом из металла в вакуум (из  $A$  в  $B$ ) перейдет некоторое конечное число электронов  $N_1$ . Подсчитаем скрытую теплоту испарения этого количества, т. е. то количество энергии  $q$ , которое нужно подвести во время процесса выхода электронов всей системе, чтобы температурное равновесие не нарушилось. На выход  $N_1$  электронов надо будет затратить количество энергии  $N_1 \varphi$ , на увеличение объема, находящегося под постоянным давлением  $p$  электронного газа, придется затратить работу (передвижения поршня)  $pv$ . Следовательно

$$q = N_1 \varphi_1 + pv. \quad (16)$$

Так как число электронов  $n$  в  $1 \text{ см}^3$  объема  $B$  остается постоянным, то:

$$N_1 = v \cdot n, \quad q = v(n\varphi_a + p)$$

и далее, согласно (15)

$$q = v \cdot T \frac{dp}{dT}. \quad (17)^1$$

Помножим обе части равенства (17) на отношение объема, занимаемого

<sup>1)</sup> В случае испарения жидкости под  $v$  надо понимать, как легко сообразить, разность между объемами испарившегося вещества в газообразном и жидком (или твердом) состояниях при данных  $p$  и  $T$ .

при данных  $p$  и  $T$  граммолекулой газа  $V$  к объему  $v$  (или что то же на отношение числа Авогадро  $N$  к  $n$ );  $\frac{V}{v}q = \frac{N}{n}q$  даст нам скрытую теплоту испарения граммолекулы электронного газа  $L$  и мы получим:

$$L = V \cdot T \frac{dp}{dT}. \quad (18)$$

Электронный газ вне металла в объеме  $V$  обладает свойствами идеального газа. Следовательно  $V = \frac{RT}{p}$  и вместо (18) можно написать:

$$L = \frac{RT^2}{p} \frac{dp}{dT} = RT^2 \frac{d(\ln p)}{dT}. \quad (19)$$

Обозначим через  $L_0$  скрытую теплоту испарения граммолекулы электронного газа при абсолютном нуле температуры. Между  $L$  и  $L_0$  должно существовать соотношение:

$$L = L_0 + \int_0^T C_p dT - \int_0^T c_p dT, \quad (20)$$

где  $C_p$  — теплоемкость газа (при постоянном давлении) вне металла,  $c_p$  — теплоемкость электронного газа внутри металла. В справедливости выражения (20) легко убедиться, рассматривая обратимый круговой процесс: испарение граммолекулы при  $T=0$  — затрата тепла  $L_0$ , нагревание газа до температуры  $T$  — затрата тепла  $\int_0^T C_p dT$ , затем конденсация той же граммолекулы при температуре  $T$  — выделится количество тепла  $L$  и наконец охлаждение конденсированной фазы до  $T=0$  — выделится количество тепла  $\int_0^T c_p dT$ . Количество тепла, затраченного в первую половину процесса, должно быть равно количеству тепла, выделяемому во вторую половину процесса, что и приводит к (20).  $C_p$  — теплоемкость идеального одноатомного газа при постоянном давлении равна  $\frac{5}{2}R$ . Если бы мы попрежнему считали электронный газ внутри металла за идеальный, то мы должны были бы положить  $c_p = \frac{3}{2}R$ , так как изменение объема металла при нагревании ничтожно мало и можно положить для электронного газа внутри металла теплоемкость при постоянном давлении равной теплоемкости идеального газа при постоянном объеме:  $c_p = C_v$ . В этом случае (20) дает:

$$L = L_0 + \int_0^T (C_p - C_v) dT = L_0 + R \int_0^T dT = L_0 + RT.$$

Вставляя это значение  $L$  в (19), находим:

$$d(\ln p) = \frac{L_0}{RT^2} dT + \frac{dF}{T}$$

и отсюда

$$\ln p = -\frac{L_0}{RT} + \ln T + \ln C_1,$$

где  $\ln C_1$  — константа интегрирования, или

$$p = C_1 T e^{-\frac{L_0}{RT}}. \quad (21)$$

Согласно формулы (70) гл. II число частиц идеального электронного газа, ударяющихся об  $1 \text{ см}^2$  поверхности металла и равное ему при равновесии число электронов, покидающих эту поверхность и составляющих электронный эмиссионный ток равно:

$$N_1 = \frac{1}{4} n \bar{v} = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} = p \sqrt{\frac{1}{2\pi m kT}}. \quad (22)$$

(21) и (22) дают для плотности тока электронной эмиссии:

$$I = e N_1 = e \cdot C_1 \sqrt{\frac{1}{2\pi m k}} T^{\frac{1}{2}} \cdot e^{-\frac{L_0}{RT}} = C \cdot T^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{L_0}{RT}} \quad (23)$$

т. е. мы опять приходим к первой формуле Ричардсона.

Однако, применяя формулу (20) к термоионной эмиссии, мы должны иметь в виду, что электронный газ согласно сказанного в гл. II является в данном случае газом вырожденным. Следствием вырождения электронного газа в металле является то обстоятельство, что движение электронов в металле в противоположность представлениям классической электронной теории, почти не играет никакой роли в вопросе о теплоемкости металла. Поэтому, применяя к электронному газу формулу (20), мы можем теплоемкость  $c_p$  приравнять нулю. При подсчете интеграла, содержащего  $C_p$ , мы должны воспользоваться теми формулами, которые дает квантовая теория для теплоемкости газа при низких температурах. Дешмэн пользуется при этом формулами, выведенными Саккуром и Тетроде [3, 4]. Полагая  $C_p = \frac{5}{2}R$  и произведя интегрирование (18), он получает:

$$\ln p = -\frac{L_0}{RT} + \frac{1}{R} \int_0^T \frac{\int_0^T C_p dT}{T^2} + i, \quad (24)$$

где константа интегрирования  $i$ , согласно Саккуру и Тетроде, равна:

$$i = i_0 + \frac{3}{2} \ln Nm,$$

причем

$$i_0 = \ln \frac{(2\pi)^{\frac{3}{2}} k^{\frac{5}{2}}}{N^{\frac{3}{2}} h^3}. \quad (25)$$

Таким образом (23) дает:

$$\ln p = -\frac{L_0}{RT} + \frac{5}{2} \ln T + i_0 + \frac{3}{2} \ln Nm,$$

и, наконец, переходя от логарифмов к числам:

$$p = N^{\frac{3}{2}} m_0^{\frac{3}{2}} e^{i_0} T^{\frac{5}{2}} \cdot e^{-\frac{L_0}{RT}}. \quad (26)$$

И далее, пользуясь как и выше формулой (22):

$$I = \frac{N^{\frac{3}{2}} m_0 e^{i_0}}{\sqrt{2\pi k}} T^2 e^{-\frac{L_0}{RT}} = \frac{2\pi m e k^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{L_0}{RT}}. \quad (27)$$

Обозначая первый множитель через  $A$ , а  $\frac{L_0}{R}$  через  $b_0$ , приходим к обычному виду формулы Ричардсона-Дёшмэна

$$I = AT^2 e^{-\frac{b_0}{T}}. \quad (28)$$

Сравнивая (28) с первой формулой Ричардсона (9), видим, что в формуле Ричардсона-Дёшмэна показатель степени при  $T$  равен двум вместо половины в (9). Константа  $b_0 = \frac{L_0}{R} = \frac{L_0}{Nk}$  равна скрытой теплоте испарения электронного газа из металла при абсолютном нуле, отнесенной к одному электрону и деленной на константу Больцмана  $k$ . Но при  $T=0$  давление идеального газа  $p$  в формуле (16) равно нулю и „скрытая теплота испарения“ электрона просто равна работе выхода электрона  $\varphi$ . Таким образом  $b_0$  имеет то же значение, что и в формуле (9), но от температуры не зависит. Что же касается константы  $A$ , то формула, определяющая величину этой константы, по Дёшмэну, а именно:

$$A = \frac{2\pi m e k^2}{h^3} \quad (29)$$

содержит лишь одни постоянные величины и ряд общих физических констант  $m$ ,  $e$ ,  $k$ ,  $h$  без каких бы то ни было величин, характеризующих данный металл. Поэтому, согласно выводу Дёшмэна, является величиной постоянной для всех металлов. Численное ее значение:

$$A = 60,2 \frac{\text{ампер}}{\text{см}^2 \text{град}^2}. \quad (30)$$

Это значение константы  $A$  довольно хорошо соответствует экспериментальным данным, относящимся к некоторым чистым металлам, как показывают цифры второго столбца таблицы 1.

Для более сложных тел (например оксиды), а также для платины  $A$  имеет другие, сильно различающиеся от (30) значения, лежащие в широких пределах. Для объяснения этих расхождений Бриджмэн, а также Рашевский предположили, что представления, лежащие в основе вывода

Дёшмэна, не точны в том отношении, что в раскаленном эмитирующем металле нельзя ограничиваться рассмотрением того, что происходит лишь с одними электронами, а необходимо учитывать в балансе тепловой энергии разность  $C_{p\text{мол}} - C_{p+}$  между теплоемкостью нейтрального атома, от которого отделяется электрон, и образующегося в результате этого отделения положительного иона. Согласно этой теории в чистых металлах величина  $(C_{p\text{мол}} - C_{p+})$  очень близка к нулю, и потому расчеты Дёшмэна в этом случае приводят к результатам, хорошо согласующимся с опытом.

Дальнейшее развитие квантовой теории, в частности, приращение к электронному газу статистики Ферми показало, что в теорию Дёшмэна надо ввести поправку, увеличивающую константу  $A$  ровно вдвое. Это удвоение происходит потому, что электронный газ составлен как бы из двух родов электронов, отличающихся друг от друга противоположным „направлением вектора спина“ или по классическим представлениям противоположными на-

правлениями вращения электронов вокруг собственной оси, так что, как указывалось в главе II, на каждую ячейку пространства моментов может приходиться не один электрон, а два. С другой стороны в формуле (27) не учтено отражение электронов от поверхности металла. При наличии такого отражения внутрь металла на  $1 \text{ см}^2$  поверхности возвращается вследствие ударов электронов о поверхность не  $p \sqrt{\frac{1}{2\pi m k T}}$  электронов, а число меньшее в  $(1-r)$  раз, где  $r$ —коэффициент отражения

электронов, и формула (28) принимает вид  $I = (1-r)AT^2 e^{-\frac{b_0}{T}}$ . Таким образом отклонения  $A$  от значения  $120 \text{ ампер/см}^2 \text{ град}^2$  в сторону уменьшения можно объяснить различной величиной коэффициента отражения  $r$ . Другие более сложные случаи приходится объяснять, за неимением лучшего, наличием на поверхности металла пленки посторонних веществ, существенно меняющей картину процесса эмиссии.

В современной электронной теории металлов очень существенным является представление о „потенциальном барьере“ на границе металла. Так как для вырывания электрона из металла необходимо затратить некоторую работу, то это значит, что электрон, выходя из металла, переходит из области с более высоким потенциалом в область с более низким потенциалом. Таким образом мы приходим к заключению, что потенциал внутри металла не равен внешнему потенциалу около его

Таблица 1<sup>1)</sup>

Металл	$A$ $\frac{\text{амп}}{\text{см}^2 \text{град}^2}$	$\varphi$ вольт-электрон
Cs	162	1,81
Ba	60	2,11
Zr	330	4,12
Hf	14,5	3,53
Th	70	3,38
Ta	60	4,1
Mo	55	4,15
W	60—100	4,54
Re	200	5,1
Pd	60	4,99
Pt	17 000	6,27

<sup>1)</sup> A. L. Reiman, *Thermionic Emission*, London 1934.



поверхности, и на границе металла имеет место скачок или более или менее быстрое изменение потенциала. Распределение потенциала на границе металла изображают кривой, откладывая по оси абсцисс пространственную координату, отсчитываемую по направлению, перпендикулярному к границе металла, а по оси ординат значения потенциала, причем направление вверх соответствует убыванию потенциала (рис. 90). Отрезок  $CD$  называют высотой потенциального барьера, а форму кривой  $ABC$  формой потенциального барьера. Термоионную эмиссию уподобляют перескакиванию наиболее быстрых электронов через потенциальный барьер. Высота потенциального барьера или разность потенциалов вне и внутри металла может быть определена экспериментально независимо от термоионной эмиссии. Направления движения отраженных пучков электронов при „дифракции электронов“ на поверхности монокристалла металла зависят от длины волны электронных волн де-Бройля  $\lambda$ , которая связана со скоростью движения электронов  $v$  соотношением

$$\lambda = \frac{h}{mv}. \quad (31)$$

При малых скоростях, падающих на поверхность металла электронов, вычисленные согласно соотношения (31) направления, на которые приходятся максимумы отраженных пучков электронов, не совпадают с наблюдаемыми. Это происходит потому, что при дифракции электронных волн происходит не от одного внешнего ряда

узлов пространственной решетки металла, а и от внутренних слоев этой решетки. Чтобы получить согласие теории с опытом в (31), вместо  $v$  надо вставить скорость электронов не вне, а внутри металла, т. е. их скорость после проникновения через поверхность металла. Таким образом, определяя  $\lambda$  из опытов дифракции, мы можем найти разницу в скорости электрона вне и внутри металла, а следовательно и пройденную электроном при проникновении внутрь металла разность потенциалов, т. е. высоту потенциального барьера. Определенная таким образом высота потенциального барьера на границе металла оказывается на несколько вольт больше ричардсоновской работы выхода  $\phi$ , определяемой из (28), и называется внешней работой выхода  $W_a$ . Для никеля, с которым были произведены первые опыты дифракции электронов Дэвиссона и Джермера,  $W_a = 16$  В.

Статистика Ферми дает для распределения скоростей электронов

$$dn_{uvw} = \frac{m^3}{h^3} \cdot g \cdot \frac{1}{B^{-1} e^{\frac{W}{kT}} + 1} du dv dn, \quad (32)$$

где  $W$  — энергия электрона.  $B$  — константа. Константа  $B$  вычисляется анало-

гично тому, как это было проделано нами при выводе формулы (22) II-ой главы, приравнивая единице соответствующий интеграл.

При вычислении этого интеграла приходится пользоваться разложением в ряд. Приблизженно (используя лишь первый член разложения), но в то же время с большой степенью точности получается

$$\ln B = \frac{1}{2mkT} h^2 \left( \frac{3n}{4\pi g} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (33)$$

где  $n$  — число электронов в 1  $\text{см}^3$  металла. Подстановка этого значения в (32) дает:

$$dn_{uvw} = n \frac{m^3}{h^3} \cdot g \cdot \frac{1}{e^{\frac{W - W_i}{kT}} + 1} du dv dw, \quad (34)$$

где

$$W_i = \frac{h^2}{2m} \left( \frac{3n}{4\pi g} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (35)$$

При  $T = 0$  и  $W > W_i$  знаменатель выражения (34) превращается в бесконечность — ни один электрон при абсолютном нуле не может обладать энергией больше  $W_i$ ;  $W_i$  представляет собой таким образом наибольшую энергию электронов в металле при абсолютном нуле и в то же время, согласно сказанного в § 7 II-ой главы (рис. 9), энергию, которой обладает наибольшее число электронов.  $W_i$  называют „внутренней работой выхода“. Выйти из металла может только электрон, обладающий при высоте потенциального барьера, равной внешней работе выхода  $W_a$ , компонентой скорости в направлении, перпендикулярном к поверхности металла, равной или большей, чем

$$u_0 = \frac{\sqrt{2W_a}}{m}. \quad (36)$$

Подсчет силы эмиссионного тока с единицы поверхности металла производится аналогично проведенному нами выше выводу первой формулы Ричардсона [формулы от (2) до (9) настоящей главы] путем вычисления интеграла

$$I = e \left( \frac{m}{h} \right)^3 \cdot g \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} dv \int_{-\infty}^{+\infty} dw \int_{u_0}^{+\infty} u \frac{1}{e^{\frac{W - W_i}{kT}} + 1} du. \quad (37)$$

В результате получается:

$$I = \frac{2\pi m e k^2 g}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_a - W_i}{kT}}. \quad (38)$$

Фактор  $g$  в электронной теории металлов определяется из опытных данных. Чтобы получить согласие электронной теории парамагнетизма с опытом,  $g$  приходится положить равным двум, согласно двум возмож-

ным ориентациям спина электрона. Таким образом для плотности эмиссионного тока электронная теория металлов дает:

$$I = \frac{4\pi me k^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_a - W_i}{kT}}. \quad (39)$$

Формула (39) тождественна с формулой Ричардсона-Дёшмэна (28) при

$$A = \frac{4\pi me k^2}{h^3} = 120,4 \frac{амп}{см^2 \cdot град^2} \quad \text{и} \quad \varphi = W_a - W_i.$$

Таким образом, Ричардсоновская работа выхода оказывается равной не высоте потенциального барьера, а разности между внешней и внутренней работой выхода, т. е. той добавочной энергии, которую должен получить любой из наиболее быстрых при абсолютном нуле электронов, чтобы выйти из металла (см. рис. 90). Подсчет по формуле (35) дает в случае никеля  $W_i = 11,7$  В;  $\varphi = W_a - W_i = 4,3$  В, что находится в согласии с опытом в пределах точности измерений входящих в (40) величин. Формула (39) требует такой же поправки на отражение электронов, как и формула (28). Вводя коэффициент отражения  $r$  или коэффициент прозрачности  $D = 1 - r$ , имеем:

$$I = D \frac{4\pi me k^2}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_a - W_i}{kT}}. \quad (41)$$

Закон термоионной эмиссии можно также найти и методами волновой механики, решая задачу о прохождении электронной волны через границу металл—вакуум. Результаты такого решения, данные Фоулером и Нордгеймом [22, 23, 24], совпадают с формулой (41) и позволяют сделать некоторые заключения о коэффициенте  $D$ . В частности этот коэффициент зависит от формы потенциального барьера и не равен нулю и для медленных электронов, не могущих по классическим представлениям перескочить через барьер. Но для этого необходимо, чтобы вне металла потенциальная кривая снова начала падать. При таких условиях, как увидим ниже (§ 8), мы приходим к новому явлению — авто-электронной эмиссии. С другой стороны, пользуясь методами волновой механики, можно подойти к рассмотрению таких вопросов, как влияние периодического поля пространственной ионной решетки внутри металла на явление термоионной эмиссии.

Расхождение между теорией и опытом в отношении коэффициента  $A$  показывает, что в настоящее время задача теоретического охвата явления термоионной эмиссии может считаться даже и для чистых металлов решенной лишь в первом приближении [94]. Вместе с тем основные черты теории термоионной эмиссии, набросанные Ричардсоном и несколько уточненные Дёшмэном, приведшие к получаемой самыми различными путями формуле

$$I = AT^2 e^{-\frac{b_0}{T}},$$

оказались покоящимися на твердой базе независимо от крушения тех

слишком упрощенных представлений, на которых они были первоначально основаны [88, 93].

§ 5. Экспериментальная проверка эмиссионных формул и определение работы выхода  $\varphi$  и константы  $A$ . Для проверки эмиссионных формул (9) или (28) определяют эмиссионные токи  $I_1$  и  $I_2$  с единицы поверхности катода при двух различных температурах  $T_1$  и  $T_2$ , вставляют  $T_1, I_1, T_2, I_2$  в соответствующую формулу, получают в результате два уравнения с двумя неизвестными  $C$  и  $b$  или  $A$  и  $b_0$  и определяют эти величины. Полученные значения вставляют в проверяемую формулу и сличают получаемые из нее теоретические значения  $I$  с эксперименталь-

ными для различных  $T$ . Так как в выражениях (9) и (28)  $e^{-\frac{b}{T}}$  или  $e^{-\frac{b_0}{T}}$  при изменении  $T$  меняется много быстрее, чем множитель  $\sqrt{T}$  или  $T^2$  и проверка может быть произведена в сравнительно узких пределах изменения  $T$ ), то ход изменения задается в основном изменением показательной функции. Поэтому при такой проверке экспериментальные значения одинаково хорошо удовлетворяют как первой, так и второй формуле. Если прологарифмировать выражения (9) или (28) и построить зависимость  $\ln \frac{I}{\sqrt{T}}$  или  $\ln \frac{I}{T^2}$  от  $\frac{1}{T}$ , то получаются прямые линии, на-

зываемые прямыми Ричардсона. Тангенс угла наклона ричардсоновской прямой к оси абсцисс непосредственно дает величину  $b$  или  $b_0$ . Для того, чтобы разобраться в вопросе, какая из формул (9) или (28) ближе к истине, необходимо определить работу выхода каким-либо иным независимым от этих формул путем и сравнить со значениями, получаемыми непосредственно из формул (9) и (28). Таким методом может служить определение  $\varphi$  путем измерения „скрытой теплоты испарения электронов“. Соберем электрическую схему (рис. 91) так, чтобы при помощи ключа  $K$  можно было в любой момент накладывать на сетку  $D$  и анод  $A$  катодной лампы напряжение, достаточное для получения тока насыщения. Дадим нити накал, достаточный для заметной эмиссии (в несколько мА). Мы увидим, что при каждом замыкании ключа  $K$  накал, а следовательно и температура нити, будет заметно уменьшаться, при размыкании, наоборот, увеличиваться. Это объясняется так: при отсутствии внешнего поля, когда ключ  $K$  разомкнут, электроны ничем от поверхности нити не удаляются. Здесь устанавливается некоторое „давление насыщенного электронного газа“. Число возвращающихся в металл электронов равно числу электронов, выходящих из металла в вакуум.

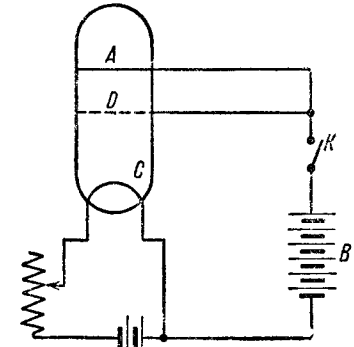


Рис. 91.

<sup>1)</sup> С уменьшением  $T$  эмиссионный ток очень быстро падает до неуловимо малых значений. При увеличении  $T$  мы очень скоро доходим до точки плавления испытуемого металла.

После замыкания ключа  $K$  все выходящие из металла электроны удаляются электрическим полем. Остается лишь односторонний поток электронов из металла в вакуум. В результате энергия, которую уносят с собой эти электроны, имеющие скорость, достаточную для преодоления работы выхода, ничем не восполняется, так как скорость теплового движения электронов, возвращающихся в нить по электрической цепи  $AKBC$ , соответствует лишь температуре проводов и потому много меньше скорости эмитируемых электронов. Расход тепловой энергии нити и представляет собой то, что мы называем „скрытой теплотой термоионной эмиссии“. При замкнутом ключе  $K$  этот расход энергии прибавляется к потере нитью тепла через теплопроводность концов и лучеиспускание, и потому температура нити при замкнутом ключе и наличии эмиссионного тока насыщения ниже, чем при разомкнутом ключе.

Мы знаем, что в одноатомном газе средняя кинетическая энергия атома равна  $\frac{3}{2}kT$ . Ричардсон показал, что в направленном потоке электронов, эмитируемых металлом, средняя кинетическая энергия одного электрона равна  $2kT$ . Обозначим через  $T$  — температуру накаленной нити, через  $T_0$  — температуру провода, по которому электроны возвращаются в нить, через  $\varphi$  — работу выхода электрона в вольтах. При эмиссии одного электрона нить теряет энергию  $\frac{1}{300} \varphi e + (T - T_0) 2k$  эргов. Если эмиссионный ток равен  $I$ , то за 1 сек из нити вылетает  $\frac{I}{e}$  электронов, а потеря энергии  $U$  нити за это время равна:

$$U = I \left[ \frac{1}{300} \varphi + \frac{2k}{e} (T - T_0) \right]. \quad (42)$$

Допустим, что для того, чтобы восполнить эту убыль и привести нить к прежней температуре, надо увеличить ток накала нити  $I_h$  на величину  $\Delta I_h$ . Пусть  $R$  — сопротивление нити. При отсутствии эмиссии ток выделял в нити в 1 сек энергию  $I_h^2 R$ . После увеличения тока накала на  $\Delta I_h$  выделяется энергия  $(I_h + \Delta I_h)^2 R$ .

Разность между этими двумя величинами представляет собой как раз подсчитанную выше энергию  $U$ .

Мы можем написать:

$$U = R [(I_h + \Delta I_h)^2 - I_h^2],$$

или, делая приведение подобных членов, отбрасывая величину второго порядка малости по сравнению с  $\Delta I_h$  и вставляя вместо  $U$  его значение из (42):

$$U = I \left[ \frac{1}{300} \varphi + \frac{2k}{e} (T - T_0) \right] = 2R \cdot I_h \Delta I_h. \quad (43)$$

Измеряя  $R$ ,  $I_h$ ,  $\Delta I_h$ ,  $T$ ,  $T_0$  и  $I$ , можно из равенства (43) вычислить работу выхода  $\varphi$ . Опыт ставится так. При отсутствии поля (отрицательный потенциал на аноде) измеряют  $I_h$  и  $R$ . Затем на анод накладывают потенциал, дающий ток насыщения. Температура и сопротивление нити падают. Увеличивают  $I_h$  до тех пор, пока сопротивление, а, следовательно, и температура нити не достигают прежнего значения, и измеряют

$\Delta I_h$  и  $I$ . Температуру определяют пирометром или высчитывают ее по сопротивлению на основании таблиц, составленных для вольфрама Ленгмюром, Вортингом и Форсайтом<sup>[8, 9]</sup>.

Описанным методом было произведено определение работы выхода электронов для вольфрама Дэвиссоном и Джермером<sup>[10]</sup>.

На основании этой работы Дёшмэн произвел проверку своей формулы и получил следующую таблицу.

Таблица 1

$T$ (°K)	$I$ (mA)	$b_0$
1935,5	0,0034	51 890
2036,0	0,3967	51 860
2036,5	0,7656	51 900
2131,5	1,362	51 840
2158,0	1,902	51 820
2204,0	3,269	51 820
2235,0	4,606	51 870
2280,0	7,394	51 920
2306,0	9,792	51 900

Средняя величина коэффициента  $b_0$  с введением поправки на эффект Шоттки (см. ниже) оказалась равной 52 360, а работа выхода  $4,52 \pm 0,05$  V. Определение  $b_0$  из непосредственных измерений эмиссионного тока дало Дёшмэну  $52 600 \pm 250$  и  $\varphi = 4,485$  V, что показывает очень хорошее совпадение результатов двух совершенно различных методов. Если же применить к тем же экспериментальным данным Дёшмэна первую формулу Ричардсона, то  $\varphi$  получается равным 4,778 V. Дёшмэн

устанавливает, что расхождение между этой последней величиной и цифрой 4,52, полученной Дэвиссоном и Джермером, много больше ошибок наблюдений. Таким образом можно считать, что сопоставление результатов определения  $\varphi$  описанными двумя различными методами является экспериментальным подтверждением второй формулы Ричардсона и позволяет сделать также и со стороны эксперимента выбор между первой и второй формулами в пользу второй<sup>[76, 107]</sup>.

**§ 6. Соотношение между работой выхода и контактной разностью потенциалов двух металлов.** Пусть в закрытом пространстве,

ограниченном непроницаемой оболочкой  $D$ , находятся два различных металлических тела  $B_1$  и  $B_2$  (рис. 92), имеющие одну и ту же температуру  $T$ . Пусть для металла  $B_1$  работа выхода электрона меньше, чем для металла  $B_2$ . В таком случае число электронов  $n_1$  в 1 см<sup>3</sup> около тела  $B_1$  будет больше, чем то же число  $n_2$  в 1 см<sup>3</sup> близ поверхности тела  $B_2$ . Вследствие этого возникнет движение электронов от  $B_1$  к  $B_2$  и переход излишних электронов внутрь тела  $B_2$ , пока потенциал тела  $B_2$  по отношению к  $B_1$  не сделается таким, что возникшее поле будет препятствовать дальнейшему переносу электронов от  $B_1$  к  $B_2$ . Чтобы связать возникающую таким образом между  $B_2$  и  $B_1$  разность потенциалов

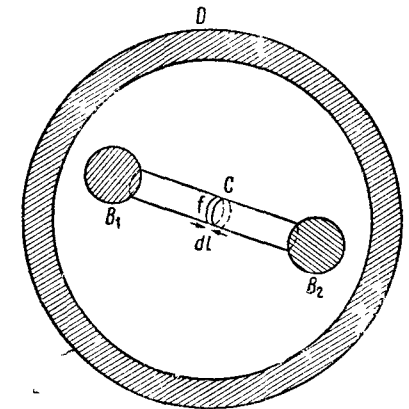


Рис. 92.

с давлением  $p_1$  и  $p_2$  электронного газа, у тел  $B_1$  и  $B_2$  и далее, с  $n_1$  и  $n_2$ , мы выделим в пространстве между телами  $A_1$ ,  $B_1$  и  $B_2$  цилиндр с поперечным сечением  $f$ , и рассмотрим силы, действующие на электронный газ, находящийся в тонком слое  $C$ , толщиной  $dl$ , вырезанном в этом цилиндре перпендикулярно его оси (рис. 92). На слой  $C$  действуют 1) разность давлений электронного газа на правую и левую границы слоя; эта сила равна градиенту давления, умноженному на  $dl$  и на площадь сечения цилиндра  $f$ , и 2) сумма всех электрических сил, действующих на электроны, находящиеся в слое. Так как объем слоя  $f dl$ , то число этих электронов будет  $n f dl$ . Так как заряд электрона отрицательный, то, подсчитывая равнодействующую всех этих сил, градиент поля  $\frac{dV}{dl}$  придется брать со знаком минус. При установившемся равновесии сумма всех сил, действующих на слой электронного газа  $C$ , равна нулю.

Следовательно, должно быть:

$$f \frac{dp}{dl} dl - e n f \frac{dV}{dl} dl = 0;$$

отсюда находим:

$$\frac{e}{kT} \frac{dV}{dl} dl = \frac{1}{p} \frac{dp}{dl} dl$$

или

$$\frac{e}{kT} \frac{dV}{dl} dl = \frac{dp}{p}.$$

Проинтегрировав это выражение вдоль оси нашего цилиндра от  $B_1$  до  $B_2$ , находим:

$$\frac{e(V_1 - V_2)}{kT} = \ln \frac{p_1}{p_2} = \ln \frac{n_1}{n_2}, \quad (44)^1$$

так как  $p$  и  $n$  пропорциональны между собой. С другой стороны числа  $N_1$  и  $N_2$  эмитируемых в 1 сек с 1 см<sup>2</sup> электронов, а следовательно, и силы эмиссионных токов 1 см<sup>2</sup> пропорциональны  $(1 - r_1) n_1$  и  $(1 - r_2) n_2$ . Имеем:

$$\frac{(1 - r_1) n_1}{(1 - r_2) n_2} = \frac{I_1}{I_2}; \quad \frac{n_1}{n_2} = \frac{I_1(1 - r_2)}{I_2(1 - r_1)}.$$

Таким образом, обозначая разность потенциалов  $V_1 - V_2$  через  $V$ , имеем:

$$\frac{eV}{kT} = \ln \frac{I_1(1 - r_2)}{I_2(1 - r_1)}. \quad (45)$$

<sup>1)</sup> Выражение (44) есть не что иное, как частный случай теоремы Больцмана  $n = n_0 e^{-\frac{W}{kT}}$ , где  $n$  и  $n_0$  — число частиц, приходящихся на единицу объема в двух точках, а  $W$  — разность потенциальной энергии частиц в этих точках

По формуле Ричардсона-Дёшмэна, выражая работу выхода в вольтах, а  $e$  в соответствующих единицах, находим:

$$\frac{I_1}{1 - r_1} = AT^2 e^{-\frac{e\varphi_1}{kT}}; \quad \ln \frac{I_1}{1 - r_1} = \ln A + 2 \ln T - \frac{e\varphi_1}{kT}$$

$$\frac{I_2}{1 - r_2} = AT^2 e^{-\frac{e\varphi_2}{kT}}; \quad \ln \frac{I_2}{1 - r_2} = \ln A + 2 \ln T - \frac{e\varphi_2}{kT}.$$

Вычитая второй  $\ln$  из первого, имеем:

$$\ln \frac{I_1(1 - r_2)}{I_2(1 - r_1)} = \frac{e}{kT} (\varphi_2 - \varphi_1) \quad (46)$$

и далее согласно (45):

$$V = \varphi_2 - \varphi_1. \quad (47)$$

Наш вывод совершенно не зависит от расстояния между телами  $B_1$  и  $B_2$ : он остается в силе и в том случае, если эти тела соприкасаются, но тогда  $V$  есть не что иное, как „контактная разность потенциалов“ металлов  $B_1$  и  $B_2$ . Таким образом равенство (47) говорит нам, что разность между работой выхода электронов из двух металлов равна контактной разности потенциалов этих металлов в вакууме. Необходимой предпосылкой служит предположение, что величина  $A$  в формуле Ричардсона-Дёшмэна одна и та же для обоих металлов. Тщательные измерения контактных разностей потенциалов при соблюдении условий хорошего вакуума показали, что соотношение (47) на опыте оправдывается.

§ 7. Теория эмиссии Шоттки. Зависимость работы выхода от внешнего поля. Если мы имеем ровную плоскую поверхность  $MN$  какого-либо проводника и на некотором расстоянии  $x$  от этой поверхности электрический заряд  $e$ , то заряд  $e$  индуцирует на поверхности  $MN$  проводника заряд противоположного знака. Этот индуцированный заряд притягивает заряд  $e$  так же, как заряд противоположного знака, сосредоточенный в точке, где помещается зеркальное изображение заряда  $e$  в плоском зеркале  $MN$ . Поэтому принято говорить о силе „зеркального отображения заряда“ (Bildkraft).

Рассматривая с этой точки зрения процесс выхода электрона из металла, Шоттки<sup>[1], [2]</sup> разбивает весь путь электрона на две части: в первой части электрон находится, главным образом, под действием ближайших к нему ионов и атомов металла. Величина результирующей силы, действующей на электрон в каждый момент времени на этом пути, зависит от их расположения. Во второй части пути электрон находится уже настолько далеко от каждого иона или атома, что действие каждого из них в отдельности можно уже не учитывать, а считать, что на электрон действует суммарно избыток положительных зарядов металла. Шоттки отождествляет формально это суммарное действие с „силой зеркального отображения“. То расстояние от поверхности металла, начиная с которого на электрон действует только „сила зеркального

отображения", Шоттки обозначает через  $x_0$ . Порядок величины  $x_0$  можно принять равным порядку межуатомных расстояний в металле, т. е.  $10^{-8}$  см.

Разделение всего пути электрона из металла в вакуум на два участка нужно Шоттки для того, чтобы подсчитать, какое влияние на термоионную эмиссию оказывает внешнее поле, существующее около эмитирующей электроны поверхности. При отсутствии внешнего поля из металла вылетают только те электроны, которые при приближении их к поверхности металла обладают кинетической энергией, равной или большей, чем работа выхода  $\phi$ . В случае, если, кроме поля соседних атомов на первом участке пути и кроме силы зеркального отображения на втором участке, на электрон действует еще внешнее электрическое поле, ускоряющее его движение и противодействующее удерживающим его силам, то запас кинетической энергии, которой должен обладать

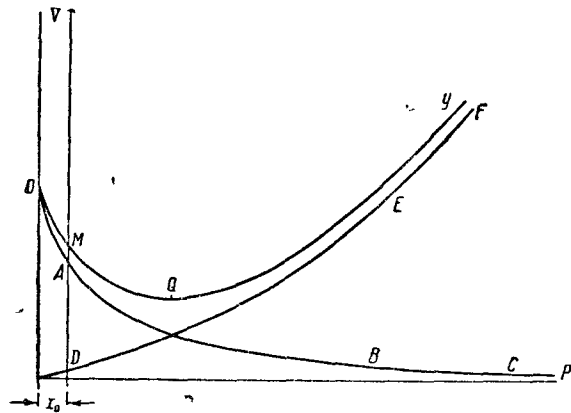


Рис. 93.

электрон, чтобы вырваться из металла, меньше, чем в случае отсутствия внешнего поля. Другими словами, при наличии внешнего поля работа выхода электрона должна уменьшаться. Зная величину силы зеркального отображения  $\frac{e}{4x^2}$ , которая действует на электрон в каждой точке его пути на расстоянии  $x$  от поверхности металла, построим кривую  $ABC$  (рис. 93) распределения потенциала, соответствующего этой силе. Кривая, как нетрудно сообразить, представляет собой гиперболу и асимптотически приближается к оси  $X$ . Пусть точка  $P$  соответствует расстоянию на котором удерживающая электрон сила становится исчезающе малой, так что здесь гипербола практически сливается с осью  $X$ . Нанесем на тот же чертеж кривую  $DEF$ , соответствующую распределению потенциала внешнего поля. Чтобы найти результирующую силу, действующую на электрон в каждой точке его пути, надо в каждой точке сложить ординаты кривых  $ABC$  и  $DEF$  и построить таким образом, результирующее распределение потенциала. Наклон касательной в каждой точке суммарной кривой определит собой действующую на электрон силу. Кривая распределения потенциала  $MQQ$  будет иметь минимум в точке  $Q$ . Во всех точках влево от минимума результирующая сила замедляет движение электрона. Во всех точках направо от  $Q$  результирующая сила ускоряет движение электрона. При отсутствии внешнего поля, все электроны, достигающие точки  $P$ , покинут поверхность металла окончательно. При наличии внешнего поля поверхность металла окончательно покинут все электроны, залетающие

за точку  $Q$ . Электроны, не долетевшие до этих точек, вернутся обратно в металл.

Мы не знаем хода рассматриваемой нами потенциальной кривой на первом участке пути электрона от  $x=0$  до  $x=x_0$ , но это для нас несущественно, так как для дальнейшего подсчета достаточно знать, что в какой-то точке этого участка область действия внешнего поля, не проникающего внутрь металла, кончается и продолжения кривых  $PBA$  и  $GQM$  в этой точке  $O$  сходятся. Работа, совершаемая электроном при вылете из металла на отрезке его пути до точки  $O$  одна и та же, как в случае отсутствия, так и при наличии внешнего поля. Работа, совершаемая электроном на пути от точки  $O$  до того расстояния, на котором его можно считать свободным, в случае наличия внешнего поля меньше, чем в случае отсутствия последнего, на величину  $eV_m$ , где  $e$  заряд электрона, а  $V_m$  разность потенциалов, соответствующая ординате точки  $Q$  — или минимальному значению суммарного потенциала  $V$ , так как в первом случае электрон проходит разность потенциалов равную ординате точки  $O$ , а во втором разность потенциалов на  $V_m$  меньшую. Таким образом приходим к заключению, что наличие внешнего поля уменьшает работу выхода на величину

$$\Delta\phi = eV_m. \quad (48)$$

Обозначим потенциал, соответствующий внешнему полю через  $V_a$ . На поверхности катода  $V_a=0$ . В случае равномерного поля (плоские параллельные катод и анод) мы можем написать:  $V_a = x \frac{dV_a}{dx}$  или вводя вместо  $\frac{dV_a}{dx}$  напряженность внешнего поля  $E$

$$V_a = xE. \quad (49)$$

Все наши расчеты относятся к точкам, лежащим на очень малых расстояниях от катода. Поэтому тем же самым выражением мы можем пользоваться в первом приближении и в общем случае, если только радиус кривизны катода не исчезающе мал и напряженность поля у катода меняется не слишком быстро. Это равносильно разложению в ряд Тейлора и пренебрежению всеми членами разложения, кроме первого.

Складывая потенциал силы зеркального отображения  $\frac{e}{4x}$  с  $V_a$  находим для суммарного потенциала  $V$ :

$$V = xE + \frac{e}{4x}. \quad (50)$$

Для нахождения абсциссы  $x_m$ , соответствующей минимуму  $V_m$  приравняем производную от  $V$  по  $x$  нулю и решаем относительно  $x$ ; находим:

$$x_m = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e}{E}}$$

и далее:

$$V_m = \frac{E}{2} \sqrt{\frac{e}{E}} + \frac{e}{2 \sqrt{\frac{e}{E}}} = \sqrt{E \cdot e};$$

$$\Delta\varphi = e \frac{3}{2} \frac{1}{E^2}.$$

В случае отсутствия внешнего поля эмиссионный ток с катода согласно формулы Ричардсона-Дёшмэна равен:

$$I_0 = AT^3 \cdot e^{-\frac{\varphi}{kT}}.$$

При наличии внешнего поля находим:

$$I = AT^2 e^{-\frac{\varphi - \Delta\varphi}{kT}}. \quad (52)$$

Отсюда

$$\frac{I}{I_0} = e^{\frac{\Delta\varphi}{kT}} = e^{\frac{e^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}}}{kT}}. \quad (53)$$

Заменяя физические константы их численными значениями, находим:

$$I = I_0 \cdot e^{\frac{4,39}{T} \sqrt{E}}. \quad (54)$$

В случае цилиндрических электродов — нити, окруженной коаксиальным ей цилиндрическим анодом, — (54) принимает вид:

$$\frac{I}{I_0} = c \frac{4,39}{T} \sqrt{\frac{E_a}{r_0 \ln \frac{r_a}{r_0}}}, \quad (55)$$

где  $E_a$  — потенциал анода по отношению к нити,  $r_a$  — радиус анода,  $r_0$  — радиус нити.

Дёшмэн<sup>[25]</sup> экспериментально весьма тщательно проверил формулу Шоттки (55). Результаты его измерений сводятся к следующему. Логарифмируя выражение (55), находим:

$$\ln I = \ln I_0 + \frac{4,39}{T} \sqrt{\frac{E_a}{r_0 \ln \frac{r_a}{r_0}}};$$

и если измерения производятся при постоянном  $T$ , при изменении лишь напряжения на цилиндрическом аноде  $E_a$ :

$$\ln I = \ln I_0 + C \sqrt{E_a}, \quad (56)$$

где  $C$  — некоторая константа.

Таким образом, если по оси абсцисс откладывать  $\sqrt{E_a}$ , а по оси ординат  $\ln I$ , то в результате должна получиться прямая линия. Действительно, как показывает рис. 94, взятый из работы Дёшмэна, точки, нанесенные на чертеже согласно его измерениям, очень хорошо ложатся на прямые линии, из которых каждая соответствует определенной температуре. Для того чтобы охарактеризовать величину влияния внешнего поля на эмиссионный ток, приводим из той же работы Дёшмэна табл. 2. Длина нити в этом опыте была 15 см, диаметр нити 0,01003 см; поверхность нити 0,474 см<sup>2</sup>.

Таблица 2

$E_0$ (вольт)	(при $T$ 2239 °K) $I$ ( $10^{-3}$ ампер)	(при $T$ 2065 °K) $I$ ( $10^{-3}$ ампер)	(при $T$ 1897 °K) $I$ ( $10^{-4}$ ампер)
100	0,984	0,996	0,910
225	1,050	1,060	0,975
400	1,124	1,124	1,040
475	1,154	1,150	1,065

Числа табл. 2 показывают, что при изменении потенциала цилиндрического анода от 100 до 475 В ток насыщения увеличивается на целых 17%.

Таким образом при точных определениях работы выхода  $\varphi$  совершенно необходимо учитывать „поправку на эффект Шоттки“.

§ 8. Вырывание электронов из металла сильным полем<sup>[48]</sup>. Согласно формуле Ричардсона-Дёшмэна, эмиссионный ток существует при всяком  $T$ ; только при малом  $T$  этот ток очень мал. С другой стороны, внешнее поле, уменьшая работу выхода, увеличивает эмиссионный ток. Спрашивается, нельзя ли настолько увеличить внешнее поле, чтобы эмиссионный ток достиг заметной величины при температуре металла порядка комнатной. Опыт показывает, что подобное явление, называемое автоэлектронной эмиссией или вырыванием электронов сильным полем, действительно, имеет место. Если в вакууме поместить на очень близком расстоянии два металлических электрода и постепенно увеличивать наложенную между ними разность потенциалов, то вакуум, как бы высок он ни был, пробивается электрическим током при напряжениях поля между электродами порядка  $10^6$ – $10^7$  В/см. Как показали исследования Милликена и Эйрика<sup>[13]</sup>, формулы Шоттки к этому случаю не приложимы и автоэлектронная эмиссия наблюдается при напряженностях поля в 100 раз меньших,

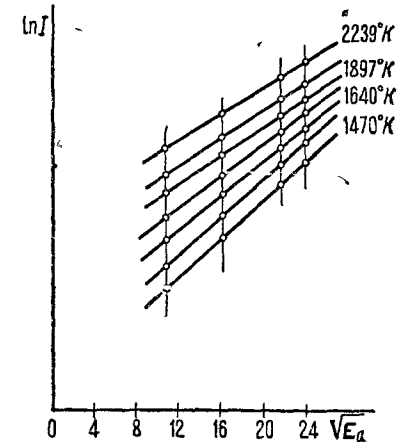


Рис. 94.

чем это вытекает из них. Автоэлектронная эмиссия связана с волновой природой электрона и представляет собой не перескакивание быстрых электронов через потенциальный барьер на границе металла, а согласное с представлениями волновой механики „прохождение электронов сквозь потенциальный барьер“. На границе металла несмотря на наличие потенциального барьера электронная волна не претерпевает полного отражения, а частично проходит в окружающую металл среду. Коэффициент прозрачности поверхности металла для электронных волн зависит от формы потенциального барьера и он тем больше, чем уже этот барьер. При барьере схематически представленном на рис. 95, *b* интенсивность прошедшей через барьер электронной волны больше, чем при форме барьера изображенной на рис. 95, *a*. Чем уже барьер, тем быстрее спадает потенциал вне металла, тем больше

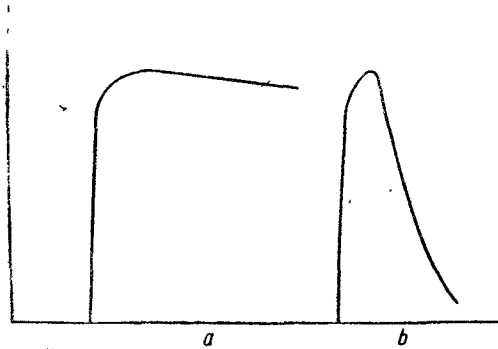


Рис. 95.

здесь напряженность поля. Таким образом интенсивность прошедшей через потенциальный барьер электронной волны зависит от напряженности внешнего поля. Квадрат интенсивности электронной волны обуславливает собой в каждой точке вероятность нахождения здесь электрона. Таким образом вероятность прохождения электронов сквозь потенциальный барьер, а следовательно, и плотность тока автоэлектронной эмиссии зависит от напряженности внешнего поля. Расчеты, произведенные на основе законов волновой механики<sup>[81]</sup>, приводят в этом случае к соотношению:

$$I = c_1 E^2 e^{-\frac{c_2}{E}}, \quad (57)$$

где

$$c_1 = \frac{e}{2\pi \hbar} \frac{W_i^{\frac{1}{2}}}{W_a W^{\frac{1}{2}}}, \quad c_2 = \frac{8\pi}{3\hbar} \sqrt{2m W^3}. \quad (58)$$

Так как наличие неровностей на поверхности катода очень сильно увеличивает в некоторых точках напряженность поля, то хорошее совпадение теории с опытом получается только если учесть „коэффициент поля“  $B$ , равный отношению действительной напряженности к вычисленной, принимая поверхность за идеально гладкую, и другой коэффициент  $G_1$ , учитывающий отношение действительно эмитирующей части поверхности катода ко всей его поверхности. С введением этих поправок формула (57) имеет вид:

$$I = G c_1 (BE)^2 e^{-\frac{c_2}{BE}}. \quad (59)$$

Для того участка температур катода, на котором термоионная и авто-

электронная эмиссия одного порядка величины, пользуются формулой:

$$I = A (T + cE)^2 e^{-\frac{b_0}{T + cE}}, \quad (60)$$

где  $A$  и  $b_0$  константы формулы Ричардсона-Дёшмэна,  $c$  новая константа, характеризующая поверхность катода.

Как увидим в соответствующих главах этой книги, при объяснении некоторых особенностей газового разряда в настоящее время приходится считать с автоэлектрическим эффектом у катода<sup>[82]</sup>.

**§ 9. Распределение скоростей в потоке электронов при термоионной эмиссии.** Так как плотность электронного газа вне металла при термоионной эмиссии такова, что к электронному газу приложимы выводы классической кинетической теории, то скорости эмитированных электронов должны быть распределены по максвелловскому закону распределения скоростей для молекул газа. Вопросом экспериментальной проверки этого факта занимался как сам Ричардсон, так и другие исследователи. Мы остановимся здесь только на весьма тщательно поставленных опытах Джермера. Метод определения распределения скоростей электронов состоит в том, что эмитированные катодом электроны улавливаются другим электродом, находящимся в той же трубке — для краткости будем называть его анодом — причем на этот анод накладывается некоторое задерживающее напряжение.

Понятно, что на анод попадают только те электроны, скорость которых при вылете с поверхности катода достаточно велика для того, чтобы преодолеть задерживающее действие разности потенциалов  $V$  между катодом и анодом, т. е. те электроны, скорость которых  $v$  удовлетворяет условию:

$$\frac{mv^2}{2} \geq eV. \quad (61)$$

Измеряя токи  $I_1$  и  $I_2$  на анод, соответствующие двум различным разностям потенциалов  $V_1$  и  $V_2$ , причем  $|V_2| > |V_1|$  и взяв отношение  $\frac{I_1 - I_2}{I_1}$ , найдем, какая доля электронов, участвующих в токе  $I_1$ , имеет скорости, лежащие в пределах между скоростями  $v_1$  и  $v_2$ , которые по (61) соответствуют разностям потенциалов  $V_1$  и  $V_2$ . Установив в достаточно широких пределах зависимость  $I$  от  $V$ , можно определить распределение скоростей среди эмитируемых катодом электронов.

В опытах Джермера<sup>[14]</sup> задерживающий потенциал был наложен на цилиндрический электрод, окружающий коаксиально вольфрамовую нить. Для случая максвелловского распределения скоростей и для этой конфигурации электродов Шоттки дал формулу, выражающую ток на цилиндрический анод, потенциал которого  $V$  ниже потенциала нити, через ток насыщения  $I_s$  (имеющий место при большом положительном потенциале анода).

$$I = I_s \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[ \sqrt{\frac{Ve}{kT}} \cdot e^{-\frac{Ve}{kT}} + \int_0^{\infty} e^{-x^2} \cdot dx \right]; \quad (62)$$

здесь  $V$  — абсолютная величина потенциала анода по сравнению с нитью. Измерения Джермера были произведены при восьми различных температурах катода от 1440 до 2475°K. Измерялись эмиссионные токи от десятых долей ампера до  $10^{-15}$  А (последние электрометром). На всем этом громадном интервале формула (62) оправдалась в пределах ошибок наблюдений. Следовательно, на всем этом интервале при указанных выше температурах среди эмитированных электронов существует максвелловское распределение скоростей.

Приведем еще несколько подробностей этих замечательных опытов. Мешающее наблюдения падение потенциала вдоль нити Джермер исключил следующим образом: нить накаливалась переменным током 500 пер/сек, выпрямленным при помощи кенотрона. В ту половину периода, когда через нить шел ток накала, на цилиндре-анодe лежало высокое отрицательное напряжение, запиравшее всякий ток на анод. В другую половину периода это напряжение автоматически выключалось. Достигалось это тем, что цепь от источника, подающего на цилиндр напряжение  $V$ , была присоединена к цепи нити в точке А (рис. 96), между которой и отрицательным концом нити было помещено сопротивление  $W$ .

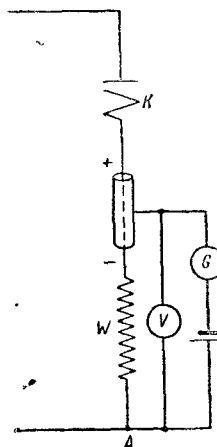


Рис. 96.

Таким образом максвелловское распределение скоростей для электронов, эмитированных металлом, можно считать экспериментально твердо установленным. Средняя (наиболее вероятная) скорость эмитируемых электронов при температуре нити 2500°K эквивалентна 0,2 V.

**§ 10. Эмиссия мономолекулярных слоев. Торирированные, оксидные и бариевые катоды.** При изготовлении вольфрамовых нитей в вольфрам примешиваются некоторые вещества. Эти примеси в вольфрамовом производстве называются „присадками“ и служат для придания вольфрамовой нити определенных механических свойств (уменьшение хрупкости, провисаемости и т. п.). Одной из таких присадок является окись металла тория. Работая с нитями из такого „торированного“ вольфрама (около 0,5%  $\text{ThO}_2$ ), Ленгмюр<sup>[15]</sup> заметил, что при некоторой температурной обработке нити приобретают очень большую эмиссионную способность. Это явление Ленгмюр назвал активированием торированных нитей и установил для активирования следующий режим. Нить подвергается в вакууме в течение короткого времени, в 30 сек, сильному перекалу в 2850°K. Затем нить поддерживается при температуре 2000—2100°K. При этой температуре ее эмиссия постепенно увеличивается со временем и достигает значений, превосходящих при одной и той же температуре в миллионы раз эмиссию чистой вольфрамовой нити без тория. Высокая эмиссионная способность сохраняется у нити при температурах ниже 2000°K. Если же нить перегреть выше 2100°K, то ее активность быстро пропадает и может быть восстановлена лишь повторением процесса активирования. Ленгмюр дал следующее объяснение этим явлениям. При температуре 2850°K окись тория, находящаяся внутри нити, восстано-

вливается. Образующийся металлический торий диффундирует изнутри нити на поверхность и покрывает ее тонким слоем. При температурах выше 2100°K количество тория, испаряющегося с поверхности вольфрама, больше, чем количество тория, диффундирующего изнутри на поверхность. Поэтому при этих высоких температурах никаких следов тория на поверхности вольфрама не остается, и эмиссия нити вновь спадает и делается нормальной. При температурах ниже 2000°K не происходит заметной диффузии тория. В интервале температур 2000—2100°K между количеством тория, диффундирующего на поверхность, и количеством испаряющегося тория устанавливается равновесие; поверхность вольфрамовой нити покрывается мономолекулярным слоем металлического тория. Второго слоя атомов тория на первом слое не наращивается, потому что „силы сцепления“ атомов тория между собой гораздо слабее, чем силы сцепления между вольфрамом и торием и второй слой атомов тория непрерывно испаряется. После активировки мономолекулярный слой атомов тория на вольфраме удерживается и при более низких температурах и является причиной повышенной эмиссии активированной торированной нити. Между верхним слоем молекул вольфрама и слоем молекул тория устанавливается электрическое поле (подобное полю „контактной разницы потенциалов“), чрезвычайно облегчающее выход электронов из нити. Интересно, что работа выхода „торированного“ вольфрама (2,63 вольт) ниже работы выхода электрона из сплошного металлического тория — 3,38 вольт. Если в трубке, в которой заключена торированная нить, появляется газ, хотя бы в очень незначительных количествах, то при наложении положительного потенциала на анод газ ионизируется, положительные ионы приобретают ускорение по направлению к нити и, ударяясь о нее, сшибают с ее поверхности молекулы тория<sup>[26, 37]</sup>. Нить теряет свою активность. Поэтому во всех приборах, в которых применяются торированные нити, требуется поддержание очень высокой степени вакуума ( $10^{-7}$  мм Hg). В настоящее время в первоначальные представления Ленгмюра внесено то уточнение, что диффузия молекул тория на поверхность совершается не через толщу кристаллов вольфрама, а вдоль плоскостей соприкосновения отдельных кристаллов вольфрама<sup>[34, 44, 69, 46, 70, 73, 91, 92]</sup>.

В том случае, когда поверхность вольфрамовой нити не полностью покрыта слоем тория, эмиссионный ток зависит от того, какая доля  $\vartheta$  поверхности вольфрама покрыта торием.

Согласно данным Ленгмюра  $\ln I$  представляет собой линейную функцию от  $\vartheta$ . Этот вывод вытекает из допущения

$$\varphi_0 - \varphi = \vartheta (\varphi_0 - \varphi_1), \quad (63)$$

где  $\varphi_0$  — работа выхода чистого вольфрама ( $\vartheta = 0$ ),  $\varphi_1$  — работа выхода торированной поверхности вольфрама ( $\vartheta = 1$ )  $\varphi$  — средняя или кажущаяся работа выхода, соответствующая наблюдаемому току, (63) основано на предположении, что уменьшение работы выхода на каждом данном элементе поверхности не зависит от наличия или отсутствия тория на соседних элементах той же поверхности и пропорционально  $\vartheta$ . Если еще допустить, что коэффициент  $A$  формулы Ричардсона мало изменяется с изменением  $\varphi$  или  $\ln A$  изменяется линейно с изменением  $\varphi$ , то (63) и



закон Ричардсона — Дёшмэна, написанный для тока с чистой поверхности вольфрама  $I_0$ , для тока с вполне покрытой торием поверхности  $I_1$  и для действительно наблюдаемого тока  $I$

$$I_0 = AT^2 e^{-\frac{\varphi_0}{kT}}, \quad I_1 = AT^2 e^{-\frac{\varphi_1}{kT}}, \quad I = AT^2 e^{-\frac{\varphi}{kT}},$$

дают

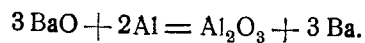
$$\ln I = \ln I_0 + \vartheta (\ln I_1 - \ln I_0). \quad (64)$$

(64) может служить для экспериментального определения  $\vartheta$ .

Кроме действия тория, Ленгмюр и его сотрудники [16, 17] обнаружили действие на эмиссию и других мономолекулярных слоев. Так, если ввести в катодную лампу пары металла цезия, то эмиссия вольфрамовой нити тоже чрезвычайно усиливается. Дело в том, что атом цезия легко ионизируется. Энергия, которую нужно затратить, чтобы оторвать от атома цезия валентный электрон, меньше чем работа выхода металлической поверхности вольфрама к электрону больше, чем сродство к электрону иона цезия. Когда нейтральный атом Cs в своем движении близко подходит к поверхности вольфрамовой нити, то вольфрам отнимает валентные электроны у атомов цезия. Образующиеся, таким образом, ионы цезия удерживаются на поверхности нити электростатическими силами и образуют на вольфрамовой нити мономолекулярный слой. Уменьшение работы выхода объясняется так же, как и в случае мономолекулярного слоя тория, действием соответственного „контактного“ поля.

Нарисованная выше элементарная картина образования мономолекулярного слоя цезия не исчерпывает полностью это явление: образование мономолекулярного слоя происходит также на поверхности вольфрама, а также ренния, соприкасающегося с парами натрия [52], хотя работа ионизации атома Na (5,2 вольт) больше чем работа выхода электрона из поверхности вольфрама. Вероятность перехода валентного электрона из ударяющегося о металлическую поверхность атома внутрь металла, определяется квантово-механическими законами [77]. Образование положительных ионов наблюдается также при помещении раскаленного вольфрама в парах бария [85].

Случай уменьшения работы выхода благодаря образованию мономолекулярного слоя мы имеем так же и в применяемых в технике изготовления катодных ламп бариевых катодах. Один из способов их изготовления таков. Катод покрывается азидом бария  $\text{BaN}_6$ , затем при нагревании азид разлагается и образуется слой чистого бария. Другой, „термитный“, способ состоит в том, что к катоду трубки прикрепляется кусочек смеси окиси бария и алюминия (в порошке). Затем анод разогревается токами высокой частоты. Происходит реакция:



Одновременно накладывается электрическое поле между катодом и анодом, вызывающее электрический разряд в парах бария. Ионы бария направляются к нити и образуют на ней равномерный слой. Слой этот наиболее прочен, когда он не просто сидит на каком-либо металле,

а когда металл подкладки окислирован. В качестве сердцевин в бариевых нитях применяется не только вольфрам, но и платина, никель или медь.

С бариевыми и торированными катодами произведено интересное исследование в лаборатории ленинградского завода „Светлана“, подтверждающее учение Ленгмюра о мономолекулярных слоях [18, 19]. Путем нагревания барий или торий с одной нити перегонялся на другую. Измерялась эмиссия с этой второй нити, а количество осажденного на ней бария определялось, по скорости испарения бария. Оказалось, что эмиссия второй нити была наибольшей, когда количество осажденного на ней бария соответствовало мономолекулярному слою. Параллельно изменению эмиссии менялись и контактные разности потенциалов между нитью и анодом.

К той же области явлений относится влияние газов на термоионную эмиссию. Ленгмюр нашел, что присутствие в трубке аргона и паров ртути не влияет на эмиссию вольфрамового волоска. Присутствие азота несколько понижает эмиссию (это становится заметным при давлении азота  $10^{-4}$  мм Hg). Присутствие кислорода понижает эмиссию вольфрамовой нити еще больше, эффект становится заметным уже при давлении  $10^{-5}$  мм. Объяснение все то же — образование на поверхности вольфрамовой нити мономолекулярного слоя азота или кислорода. Только в этом случае поле, возникающее на границе металла, вследствие присутствия мономолекулярного слоя постороннего вещества, не помогает вылету электрона из металла, а, наоборот, затрудняет его и увеличивает „работу выхода“.

От такого действия мономолекулярных слоев надо отличать случай, когда газ проникает в толщу металла — растворяется в нем, как это имеет, например, место в платине, находящейся в атмосфере водорода. В этом случае эмиссия металла зависит от количества растворенного в нем газа. Как в случае растворения газа в металле, так и в случае мономолекулярных слоев значительную роль играет образование соединений металла с газом. Так, образование мономолекулярного слоя азота на вольфраме объясняется образованием соединения WN; это подтверждается тем, что как образование WN, так и влияние азота на эмиссию вольфрама начинается лишь с температуры около  $2400^\circ \text{K}$ .

**§ 11. Оксидные катоды.** Особый тип катодов, обладающих большой эмиссией при сравнительно низких температурах, представляют собой „оксидные катоды“.

Исследуя термоионную эмиссию из различных химических соединений Венельт в 1904 году нашел, что особенно сильная эмиссия получается из смеси окисей бария, стронция и кальция, нанесенных на платиновую жезь. В настоящее время несмотря на значительные изменения в конструкции самих катодов и большие перемены в способах нанесения оксидов на металл основной состав оксидных катодов применяется тот же, что у Венельта. В процентном отношении смесь оксидов часто состоит из 80% окиси бария и по 10% окиси стронция и кальция. Сюда прибавляют иногда связывающие вещества. Оксиды наносятся на основание (кern) из никеля, специального сплава „конель“ или просто на вольфрам или молибден в готовом виде или в виде углекислых (а иногда азотнокислых), соединений, с последующим превращением в оксиды путем

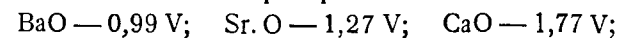
прокаливания в вакууме. Чтобы придать оксидному катоду требуемые от него свойства катод „активируют“ прогревом в вакууме при температуре 900°С и отбиранием эмиссионного тока на анод через вакуум или газ. Процесс активировки заключается в термическом разложении оксида на металлический барий и кислород или в электролизе оксида при прохождении эмиссионного тока через слой оксида. Мы говорим здесь о барие, потому, что он играет во всех описываемых процессах главную роль. При электролизе барий выделяется на границе раздела оксидного слоя и металлической подкладки, т. е. на „керна“ катода. С поверхности керна и из толщи оксида барий диффундирует через слой оксида на внешнюю поверхность слоя и образует здесь мономолекулярный слой или, точнее говоря, отдельные островки такого слоя. Освобождающийся кислород также выделяется на поверхности оксидного слоя. Во время активирования [71] кислород и все выделяющиеся ад—или абсорбированные газы удаляются непрерывной откачкой. Во время работы катода в готовой разрядной трубке или готовом электровакуумном приборе выделяющийся кислород отчасти окисляет пленку бария, вновь превращая ее в исходный материал катода оксид и завершая таким образом круговой процесс. Пленка бария на поверхности оксидного катода может быть разрушена: перегревом катода, отравлением ее кислородом или углекислотой, или бомбардировкой положительными ионами. В последнем отношении существует некоторая минимальная скорость ионов, задаваемая катодным падением, до которой бомбардировка не разрушает активность катода. Минимально допустимая скорость ионов зависит от условий работы катода, порядок ее величины 20—30 вольт. Во время работы катода пленка бария частично испаряется. Барий оседает на стенках трубки, связывая здесь выделившийся кислород. Таким образом, запас бария в оксидном слое постепенно убывает и катод имеет ограниченную продолжительность жизни, даже если не происходит механического его разрушения или сплавления с материалом керна вследствие перегрева. Длительность жизни оксидного катода зависит от режима его использования и при благоприятных условиях может достигать нескольких тысяч часов. Деактивированный отравлением или перегревом катод может быть вновь активирован, если в нем не исчерпан запас бария. Исследования Реймана и Моргучочи [27, 29, 33, 39, 40 41, 43, 47, 75] над катодом из окисей бария и стронция показали, что в процессе активировки смесь кристаллических крупинок отдельных оксидов превращается в так называемый „твердый сплав“ с однообразным кристаллическим строением (равномерное распределение ионов бария и стронция, специфическое расстояние между узлами решетки, изменяющееся с изменением процентного состава твердого сплава). По наблюдениям указанных исследователей по мере уменьшения процентного содержания бария при работе оксида (начальный процент окиси бария—80) эмиссионная способность катода возрастала и проходила через максимум при содержании окиси бария в оксидном слое в 50%. Оксидные катоды изготавливаются с непосредственным прогревом в виде покрытых оксидным слоем нитей или завитых в спираль тонких платиновых полосок, через которые проходит ток накала, или же в виде „катодов с посторонним подогревом“. В последнем случае оксидный

слой наносится например, на закрытый с одного конца цилиндр, внутрь которого вставлена накаливаемая током вольфрамовая спиралька. Для защиты от бомбардировки положительными ионами подогреть катоды иногда снабжают специальными сетками, находящимися при том же потенциале, что и катод. В новейших газосветных источниках света „оксидные катоды“ применяются „самокалящиеся“, т. е. разогреваемые не специальным током накала через тело катода, а теплом, выделяющимся в разряде и при бомбардировке катода положительными ионами, что возможно при дуговом разряде. В этом случае для удлинения полезного срока службы катод устраивается так, что слой оксида находится не только на самой поверхности катода, но и в некоторых углублениях ее или щелях, как-то: пространство между витками проволоки, завитой в спиральку, между двумя прижатыми друг к другу конусообразными чашечками и т. п. Это необходимо потому, что режим работы самокалящегося катода нельзя так полно регулировать, как режим работы подогретьного катода.

В оксидных катодах работа выхода очень сильно зависит от напряженности приложенного к ним внешнего поля. Формула Шоттки к ним неприменима. У оксидных катодов в большинстве случаев нельзя измерить ток насыщения (т. е. максимальный для данной температуры ток почти независимый от внешнего поля). Поэтому определение работы выхода и константы  $A$  в случае оксидных катодов несколько условно. Отсутствие насыщения или слабое насыщение тока при увеличении разности потенциалов между катодом и анодом объясняется тем, что при очень сильной шероховатости поверхности оксидного катода, здесь много острий и бугорков, приводящих к наличию сильных полей и потому, местами, к сильному эффекту Шоттки. Кроме того, барий на поверхности катода распределен неравномерно, эмиссия с различных точек идет различно, что также влияет на правильный ход характеристики катода. Некоторую роль может играть и то обстоятельство, что внешнее поле проникает в толщу оксидного слоя.

Измерения зависимости электрической проводимости оксидного слоя катода от температуры заставляют приписать этой проводимости отчасти электронный характер и относиться к слою оксидов как к полупроводнику. В настоящее время есть попытки развить теорию оксидных катодов, основанную на этом факте. Рассмотрение этих попыток вывело бы нас однако слишком далеко за рамки этой книги.

Работа выхода оксидного катода очень сильно зависит от его состояния. При хорошей активировке порядок величины  $\phi$ —1 вольт. Для отдельных оксидов найдены например такие величины [96]:



§ 12. Эмиссия положительных ионов [36, 45, 90]. Термоионная эмиссия не всегда заключается в эмиссии электронов. Во-первых, при температурах, достаточно высоких для того, чтобы испарение металла перестало быть исчезающе малым, испаряются не только нейтральные атомы, но и положительные ионы металла. Во-вторых, эмиссия положительных ионов наблюдается уже при температуре красного катения в металлах, содержащих в себе растворенный газ. Это явление наблюдается у всех

свежеизготовленных проволок, а также у проволок, находившихся в соприкосновении с газами при температуре около  $200^{\circ}\text{C}$  и давлении порядка  $50\text{--}100\text{ ат}$ .

Кроме того, положительные ионы эмитируются при сравнительно низких температурах некоторыми солями. Последнее явление используется при построении мощных источников ионных пучков, которые требуются при исследованиях взаимодействий ионов с молекулами газов, например при изучении длины свободного пути данных ионов в том или ином газе в зависимости от их скорости [78, 79, 80, 83]. Эмиссия положительных ионов подчиняется формуле, аналогичной формуле Ричардсона.

**§ 13. Шрот-эффект.** Явление термоионной эмиссии—явление атомистического порядка. В нем участвует большое число частиц, движущихся независимо одна от другой. Поэтому явление термоионной эмиссии должно подчиняться всем законам статистической механики. В частности, число электронов, покидающих поверхность металла за малый промежуток времени  $\Delta\tau$ , не будет постоянным, а будет подвержено таким же колебаниям или, как выражаются в статистической физике, „флуктуациям“, как, например, число молекул газа, заключающихся в небольшом объеме. Это значит, что промежутки времени, протекающие между моментами вылета отдельных электронов, бывают самые различные, и величины их распределяются по законам случайных явлений.

В статистической механике показывается, что если какая-либо величина, например количество  $n_{\tau}$  электронов, покидающих катод за какой-либо данный промежуток времени  $\Delta\tau$ , подвержено флуктуациям и мы обозначим ее отклонение от среднего арифметического значения через  $n_1$ , так что  $n_1 = n_{\tau} - n_0 \Delta\tau$ , где  $n_0$  — число электронов, вылетающих из катода за 1 сек, и подсчитаем за большой (по сравнению с  $\Delta\tau$ ) промежуток времени средний квадрат этих отклонений  $\overline{n_1^2}$ , то этот квадрат будет численно равен среднему значению той величины, отклонения от которой исследуются, т. е.

$$\overline{n_1^2} = n_0 \Delta\tau. \quad (65)$$

Пусть среднее значение силы эмиссионного тока, т. е. та сила тока, которую показывают наши приборы, слишком грубые для того, чтобы отмечать флуктуации, будет

$$I_0 = n_0 e.$$

Средний квадрат отклонений силы тока  $I_{\tau}$  за каждый промежуток времени  $\Delta\tau$  от средней  $I_0$ , будет:

$$\overline{i_{\tau}^2} = \overline{(I_{\tau} - I_0)^2} = \overline{(n_{\tau} - n_0)^2} \frac{e^2}{\Delta\tau^2} = \frac{\overline{n_1^2} e^2}{\Delta\tau^2}. \quad (66)$$

Согласно (65), это дает:

$$\overline{i_{\tau}^2} = \frac{\Delta\tau \cdot n_0 e^2}{\Delta\tau^2} = I_0 \frac{e}{\Delta\tau}. \quad (67)$$

Формула (67) показывает, что чем меньше выбранные нами для наблюдения промежутки времени  $\Delta\tau$ , тем больше средний квадрат наблюдаемых флуктуаций эмиссионного тока. Кроме того, этот средний квадрат

оказывается стоящим в простой зависимости от величины элементарного заряда  $e$ . При применении мощных усилительных схем флуктуации эмиссионного тока кагодной лампы первого каскада схемы усиливаются последующими каскадами и приводят к появлению „шумов“ в телефоне. Первым объяснил эти шумы флуктуациями эмиссионного тока Шоттки [20]. Он назвал этот эффект „шрот-эффектом“<sup>1)</sup> и указал следующий путь количественной проверки теории этого эффекта. Согласно теореме Фурье, мы можем рассматривать кривую, изображающую зависимость силы эмиссионного тока от времени как результат сложения отдельных синусоидальных колебаний. Если пропустить эмиссионный ток через колебательный контур, то этот контур будет резонировать на те слагающие колебания тока, период которых равен собственному периоду колебаний контура. Эти колебания можно усилить и наблюдать при помощи усилительной схемы. Применяя контуры различных периодов, можно сравнивать амплитуды возбуждаемых в них флуктуациями эмиссионного тока колебаний. С другой стороны, эти амплитуды можно подсчитать из равенства (67), приравнявая  $\Delta\tau$  периоду контура. Опыты, поставленные по мысли Шоттки Гартманом, подтвердили теорию. Некоторые позднейшие работы привели к определению величины элементарного заряда  $e$  из наблюдений шрот-эффекта с точностью до  $0,33\%$  (по сравнению с величиной, полученной в известных опытах Милликена при наблюдении движения заряженных частичек в конденсаторе).

Шрот-эффект кладет предел возможному усилению слабых переменных токов при помощи кагодных усилителей, так как вместе с токами, которые требуется усилить, усиливаются также и колебания тока, происходящие от шрот-эффекта в первых звеньях усилителя.

В 1925 году Джонсоном установлено существование другого эффекта внезапных колебаний эмиссионного тока, получившего название „фликкер-эффекта“. Амплитуда пульсаций тока, происходящих от фликкер-эффекта гораздо больше, чем пульсации вызванные шрот-эффектом, и зависит не только от силы эмиссионного тока, как шрот-эффект, но и от природы катода. Особенно сильный фликкер-эффект наблюдается в случае оксидных катодов. Шоттки объясняет эффект Джонсона изменением поверхностного слоя катода, а именно исчезновением с поверхности или появлением здесь отдельных атомов, сильно изменяющих работу выхода, например атомов бария на поверхности оксидного катода.

**§ 14. Внешний фотоэффект.** Внешним фотоэлектрическим эффектом называется явление эмиссии электронов из металла под действием падающего на поверхность металла света. Внешний фотоэффект характеризуется двумя основными законами:

1) Количество эмитируемых металлом электронов или сила насыщенного фотоэлектрического тока, пропорциональна при прочих равных условиях интенсивности падающего на поверхность металла света. Равные условия здесь надо понимать как освещение металла монохроматическим светом одной и той же длины волны или светом одинакового спектрального состава.

<sup>1)</sup> От немецкого слова Schrot — дробь. Другое название того же эффекта: шотт-эффект от английского слова Schott.

2) Закон Эйнштейна: максимальная скорость  $v$  электронов, покидающих поверхность металла при фотоэффекте, определяется соотношением:

$$h\nu = P + \frac{mv^2}{2}. \quad (68)$$

Здесь  $h\nu$  — величина кванта энергии падающего на металл монохроматического излучения.  $P$  — работа выхода электронов из металла.

Если обозначить через  $\nu_0$  ту частоту колебаний светового луча, при которой

$$h\nu_0 = P, \quad (69)$$

то при  $\nu = \nu_0$  скорость  $v = 0$  и соответствующая этой частоте длина волны  $\lambda_0$  представляет собой так называемый порог фотоэффекта. Световое излучение, для которого  $\nu < \nu_0$ , а  $\lambda > \lambda_0$  падая на поверхность соответствующего металла, не вызывает фотоэффекта. Значения  $P$ ,  $\nu_0$  и  $\lambda_0$  для данного металла зависят от состояния его поверхности и от наличия адсорбированного газа. Следующая таблица дает несколько примеров для значений порога фотоэффекта  $\lambda_0$  и для максимальной скорости фотоэлектронов при освещении лучами различной длины волны в Å [13].

Таблица 3

Металл	Порог фотоэффекта $\lambda_0$ Å	Скорость в вольтах при длинах волн падающего света в Å				
		4000	3000	2500	2000	1000
Pt обезгаженная . . . . .	1945	—	—	—	—	6,00
Pt необезгаженная . . . . .	2880	—	—	0,66	1,89	8,07
W обезгаженный . . . . .	2575	—	—	0,14	1,37	7,55
Hg жидкая . . . . .	2735	—	—	0,42	1,65	7,83
Zn необезгаженный . . . . .	3760	—	0,83	1,65	2,88	9,06
K чистый . . . . .	7000	1,32	2,35	3,17	4,40	10,58
K сенсibilизированный образованием гидрида на его поверхности . . . . .	10000	1,85	2,88	3,70	4,93	11,11

Как и для помещенных в этой таблице платины, вольфрама, ртути и цинка, порог фотоэффекта для большинства металлов лежит в ультрафиолетовой части спектра. Для щелочных металлов Na, K, Cs этот порог передвигается в видимую часть спектра и, как показывает последняя строчка табл. 3, заходит в инфракрасную часть. Способность калия эмитировать фотоэлектроны увеличивается не только при образовании гидрида, но также при обработке в вакууме чистой калиевой поверхности парами серы или кислородом, а также и другими газами или парами [97]. Если электрический вектор световой волны, падающей на поверхность металла, имеет слагающую, лежащую в плоскости падения, то, кроме описанного выше обычного фотоэффекта, в случае

электроположительных металлов наблюдается еще так называемый „селективный“ или избирательный фотоэффект.

При селективном фотоэффекте фототок много больше, чем при обыкновенном и имеет более резко выраженный максимум при определенной длине волны падающего на металл света, тогда как обычный фотоэффект плавно возрастает с уменьшением длины волны. Результаты некоторых тщательно поставленных экспериментальных работ [35] показывают, что селективный фотоэффект тем меньше, чем чище поверхность щелочного металла. Это заставляет думать, что селективный фотоэффект не имеет места для совершенно чистых металлических поверхностей, а является следствием „сложной“ структуры поверхности, возникающей при окислении или другой химической реакции на поверхности металла. Процесс фото-электронной эмиссии заключается в выходе из металла электронов проводимости так же как и процесс термоионной эмиссии. Необходимая для преодоления потенциального барьера энергия берется в этом случае не за счет разности между энергией наиболее быстрых электронов и той энергией, которой эти электроны обладают при абсолютном нуле, как это имеет место в случае термоионной эмиссии, а за счет поглощаемого кванта  $h\nu$ . В формуле Эйнштейна  $P$  соответствует Ричардсоновской работе выхода  $\varphi = W_a - W_i$ . Однако при сравнении экспериментальных данных о работе выхода, получаемых из термоионной эмиссии и из фотоэффекта необходимо иметь в виду, что эти две величины могут быть равны одна другой только при вполне идентичных условиях опыта. Между тем при наблюдении фотоэффекта с поверхности металла трудно иметь такую же чистую поверхность, которая получается у накаливаемого металла при измерении термоионной эмиссии. С другой стороны приходится считаться с тем, что только при абсолютном нуле наибольшая энергия электронов и притом энергия наибольшего числа их равна  $W_i$  и только в этом случае фотоэффект будет совершенно отсутствовать при  $h\nu < W_a - W_i = \varphi$ . При любой другой температуре всегда может случиться, что квант света с энергией  $< h\nu_0$  поглощается электроном, имеющим энергию  $> W_i$ , и потому способен вызвать фотоэмиссию этого электрона. Однако при сравнительно невысокой (комнатной) температуре и  $\varphi$  порядка 4,5 вольт, таких быстрых электронов в металле чрезвычайно мало. Кривая зависимости силы фототока от  $\nu$  или  $\lambda$  подходит к оси абсцисс под определенным углом и точка пересечения ее с осью абсцисс позволяет достаточно точно определить  $h\nu_0$ . При соблюдении крайних предосторожностей для сохранения чистоты поверхности металла определяемое таким образом  $h\nu_0$  оказывается равным Ричардсоновской работе выхода  $\varphi$ . При малом  $\varphi$  кривая  $I = f(\nu)$  приближается к оси абсцисс асимптотически. Чем чувствительнее прибор для измерения тока  $I$ , тем меньше получается  $\nu_0$ . При увеличении температуры этот ход кривой становится все более и более резко выраженным и даже при пользовании прибором одной и той же чувствительности для  $\nu_0$  получаются все меньшие и меньшие значения.

Другое кажущееся противоречие между наблюдаемыми при термоионной и фотоэлектрической эмиссии явлениями заключается в том, что покрытие поверхности вольфрама слоем окиси или сернистого.

соединения, как мы видели в § 10 этой главы, уменьшает термоионную эмиссию электронов благодаря образованию мономолекулярного слоя электроотрицательного вещества на более электроположительной подкладке. Между тем при обработке поверхности щелочных металлов кислородом или серой фототок при прочих равных условиях возрастает, а порог фотоэффекта передвигается в сторону длинных волн. Объяснение [54] таково: образование окисла или сернистого соединения щелочного металла сопровождается выделением тепла; за счет этого тепла часть калия испаряется и садится тонким слоем поверх слоя кислорода

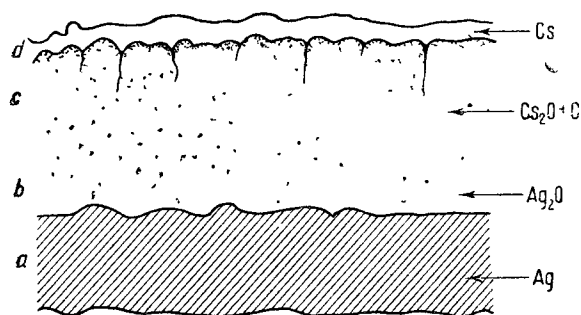


Рис. 97.

или серы, так что мы имеем дело не с электроотрицательным веществом на электроположительном, а как раз наоборот. Кроме того реакция начинается не сразу по всей поверхности, а в особо активных точках. Здесь происходит нарастание нескольких чередующихся слоев калия и серы или кислорода. В результате строение такой сенсibilизированной кислородом или серой поверхности калия усложняется. В настоящее время от простой сенсibilизации поверхности щелочных металлов в технике перешли к пользованию так называемыми сложными, по преимуществу кислородно-цезиевыми катодами. (О серно цезиевых и селеноцезиевых катодах см. [101]). Для получения такого катода внутренняя поверхность стеклянной колбы покрывается слоем серебра (путем обычного химического серебрения). Поверхность серебра окисляется разрядом в кислороде. Необходимая степень окисления устанавливается на глаз по цвету поверхности. Затем в колбу фотоэлемента из бокового отростка перегоняется металлический цезий при температуре порядка 180—190°. Одновременно наблюдается термоионный ток с катода (печь, в которой находится при этой операции колба, закрывает катод от света). Когда термоионный ток переходит через максимум обработка парами цезия прекращается и, снимая печь, колбе дают быстро остыть. В результате такой обработки сложный кислородно-цезиевый катод или точнее катод  $\text{Ag} - \text{Ag}_2\text{O} - \text{Cs}_2\text{O} - \text{Cs}$  состоит из четырех, отчасти переплетающихся между собой слоев (рис. 97). *a* — слой металлического серебра, *b* — слой окиси серебра, *c* — слой окиси цезия, *d* — тонкий слой металлического „адсорбированного“ цезия. Согласно теории Де-Бура и Тевиса высокая фотоэлектрическая чувствительность такого катода объясняется тем, что ионизационный потенциал адсорбированных на слое окиси атомов цезия очень низкий (изменение потенциальной кривой электрона „под действием сил адсорбции“). В этом случае мы имеем дело при фотоэффекте не с эмиссией свободных электронов металла (представление о последних мало приемлемо в случае тонкой пленки), а с непосредственной иониза-

цией атомов цезия, адсорбированных на подкладке из окисла. Образованные таким путем положительные ионы вновь нейтрализуются электронами, проходящими через слой окислов серебра и цезия. Так как электропроводность этих слоев не высока, то при более или менее интенсивном освещении адсорбированные нейтральные атомы, превратившиеся в ионы, не успевают восстанавливаться и фотоэлемент „утомляется“. Чувствительность его заметно падает. Такое утомление быстро исчезает после прекращения освещения. Но кроме того часть положительных ионов втягивается полем внутрь слоев окислов и нейтрализуется там встречными электронами. Этот процесс приводит к утомлению, исчезающему лишь медленно путем диффузии образовавшихся нейтральных атомов цезия обратно на поверхность [98]. Утомление простых сенсibilизированных калиевых катодов и более или менее сложное строение их поверхности заставляют предполагать, что и в этом случае сенсibilизация не сводится просто к действию мономолекулярного слоя подобно действительно теории на вольфрамовом термоионном катоде, а что здесь имеют место, хотя бы отчасти, те же процессы, что и в сложных катодах. Красная граница фотоэффекта

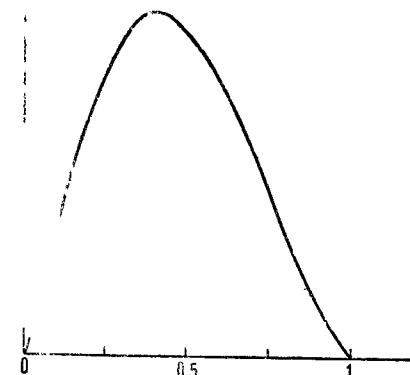


Рис. 98.

сложных кислородно-цезиевых катодов лежит около  $14000 \text{ \AA}$  [50, 53]. Фотоэффект, наблюдаемый на этих катодах, селективный. Максимум чувствительности два; максимум в длинноволновой части спектра лежит при  $7300 - 8000 \text{ \AA}$ . Кривая распределения чувствительности какой-либо поверхности к фотоэффекту в зависимости от длины волны называется спектральной характеристикой фотоэффекта с данной поверхности.

Распределение скоростей среди покидающих поверхность катода [49, 51, 86, 100] фотоэлектронов определяется аналогично распределению скоростей при термоионной эмиссии по методу задерживающего поля. Распределение это далеко не максвелловское, как это следует уже из факта существования конечной максимальной скорости фотоэлектронов согласно закону Эйнштейна. О кривой распределения может дать понятие рис. 98. На этом рисунке по оси абсцисс отложено отношение скорости электрона, покидающего поверхность металла, к максимальной скорости.

Распределение по различным направлениям фотоэлектронов, вылетающих из металла, далеко не равномерное, как это показали опыты Айвеса и его сотрудников [95]. Современные теории фотоэффекта базируются на электронной теории металлов Зоммерфельда и на волновой механике (см. книгу Юза и Дюбриджа и обзорную статью [85]). Заметим, что явления, наблюдаемые в сложных катодах, заставляют с чрезвычайной осторожностью относиться к проверке теорий фотоэффекта из

чистых металлов на опыте ввиду того, что в очень большом числе случаев поверхности „чистых металлов“, на которых наблюдались объясняемые той или другой теорией явления, в частности, селективный фотоэффект, на самом деле представляет собой „сложные катоды“. Так как фотоэлектрический ток является следствием выхода из поверхности металла большого числа беспорядочно двигающихся электронов, то при фотоэффекте наблюдаются флуктуации тока, аналогичные шрот-эффекту при термоионной эмиссии. При фотоэффекте наблюдается такое же понижение температуры эмиттирующей поверхности, как и в случае термоионной эмиссии<sup>[89]</sup>.

В отличие от внешнего фотоэффекта „внутренним фотоэффектом“ называется изменение электропроводности тел при поглощении света. Сюда же относится и описываемая в § 5 гл. IX фотоионизация газов<sup>[99, 103]</sup>.

**§ 15. Вторичная электронная эмиссия.** Опыт показывает, что если поверхность металла в разреженном газе бомбардируется ускоряемыми электрическим полем электронами, то эти электроны не просто входят в металл, а наблюдается встречный поток электронов от поверхности металла. Самое простое объяснение этого факта таково: электроны отражаются от поверхности того тела, о которое они ударяются. Однако при достаточно больших скоростях электронов, число электронов, покидающих поверхность в 1 сек, становится больше числа электронов, попадающих на поверхность за то же время. Измеряющий ток прибор показывает направление тока, противоположное тому, которое соответствует движению первичных электронов через вакуум или газ. В катодных лампах это явление и вызываемое им появление падающей характеристики, препятствующей нормальной работе лампы<sup>[58]</sup>, носит название *динатронного эффекта*. Избыток покидающих поверхность электронов показывает, что о простом отражении электронов говорить нельзя, а приходится считаться с новым эффектом, состоящим в выбивании электронов из поверхности металла ударами быстро движущихся электронов. Этот эффект называется эмиссией вторичных электронов. Поток вторичных электронов при открытии этого явления назвали  $\delta$ -лучами.

Для того, чтобы можно было наблюдать эмиссию вторичных электронов из какого-либо электрода, электрическое поле у поверхности этого электрода должно иметь такое направление, чтобы увести отраженные и вторичные электроны на какой-либо собирающий электроны добавочный электрод. В случае катодной лампы таким электродом может служить сетка при условии  $V_{\text{сетки}} > V_{\text{анода}}$ .

Как показали опыты Ланге<sup>[14]</sup>, а затем и других исследователей, при увеличении скорости падающих на металл электронов, начиная от нуля, мы сперва имеем дело лишь с отраженными электронами. При увеличении скорости „первичных“ электронов, падающих на металл, изгиб в кривой зависимости вторичного тока от напряжения, ускоряющего первичные электроны, указывает на начало эмиссии „вторичных“ электронов, когда к отраженным электронам начинают примешиваться электроны, эмиттированные из металла. Максимум эмиссии вторичных электронов имеет место при скорости первичных электронов в несколько сот вольт. При дальнейшем увеличении скорости первичных электронов число эмиттируемых вторичных вновь падает.

Вторичная эмиссия характеризуется коэффициентом  $\delta$ , представляющим собой отношение суммы числа отраженных и эмиттированных электронов к числу первичных. О ходе изменения  $\delta$  с изменением скорости электронов может дать понятие кривая рис. 99, где по оси абсцисс отложена скорость электронов в вольтах. Для большинства хорошо обезгаженных металлов максимальное значение коэффициента  $\delta$  лежит в пределах между 1 и 1,4. При наличии адсорбированного слоя газа это число повышается до 3. В случае сложных кислородно-цезневых катодов  $\delta$  достигает до 10,5<sup>[55]</sup>. Для чистых щелочных металлов  $\delta$  невелико (чистый калий  $\delta < 1$ ), несмотря на малую работу выхода. Как показали опыты Афанасьевой и Тимофеева<sup>[56]</sup>

при нанесении тонкого слоя щелочного металла на подкладку из золота, серебра или платины  $\delta$  вначале сильно возрастает до 2,3, что соответствует уменьшению работы выхода благодаря присутствию мономолекулярного электроположительного слоя. Затем по мере увеличения толщины слоя щелочного металла  $\delta$  уменьшается и при некоторой толщине этого слоя порядка нескольких сот миллимикрон становится равной  $\delta$  для чистого щелочного металла и более не меняется. Эти опыты показывают, что эмиссия вторичных электронов происходит не только из самых верхних слоев металла, но и из некоторой глубины<sup>[65, 87]</sup>. Из-

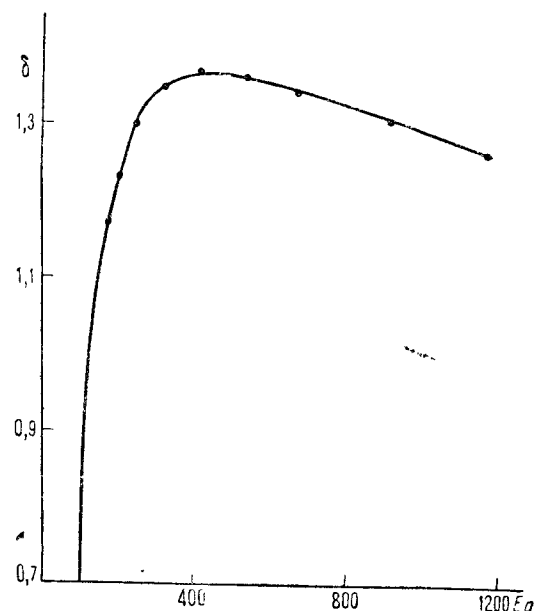


Рис. 99.

менения  $\delta$ , произведенные теми же авторами с поверхности серебра и молибдена, обработанных кислородом или сероводородом<sup>[105]</sup>, показали, что тонкий слой окисла или сернистого соединения уменьшает  $\delta$ . Довести этим путем значение  $\delta$  до величины меньшей чем единица (что желательно для устранения динатронного эффекта) таким путем не удается. В этом случае  $\delta$  также постепенно менялось с увеличением слоя кислорода или серы, пока этот слой не достигал некоторой определенной толщины, с дальнейшим увеличением которой  $\delta$  больше не менялось. При сравнительном изучении вторичной эмиссии и фотоэффекта со сложными катодами оказалось, что интенсивности этих двух эффектов изменяются не всегда параллельно, например, при утомлении такого катода<sup>[84, 102, 104]</sup>. Это заставляет предположить, что в сложных катодах фотоэлектроны и электроны вторичной эмиссии эмиттируются различными слоями катода. В то время как фотоэффект с таких катодов происходит путем фотоионизации адсорбированных на поверхности атомов



цезия, вторичные электроны вылетают из более глубоких слоев и возможно представляют собой продукт ионизации атомов цезия или серебра, вкрапленных в слой оксида.

О распределении скоростей вторичных электронов [51, 55, 58, 66] может дать представление рис. 100, взятый из работы Гаворса [66]. Кривая I соответствует скорости первичных электронов 37 В, кривая II — скорости вторичных электронов 123 В. Максимумы около правого конца каждой кривой обязаны своим происхождением отраженным электронам, почти полностью сохранившим скорость первичных электронов.

Некоторые особенности в распределении направления вылета вторичных электронов, наблюдаемые Дэвиссоном и Кунсменом, привели Дэвиссона и Джермера к открытию волновой природы электрона путем наблюдения дифракции электронов при отражении от поверхности цельных металлических кристаллов (монокристаллов).

Вторичные электроны эмитируются не только металлами, но и диэлектриками, в том числе стеклом [38, 64]. Поэтому в отношении поведения стекла, составляющего стенки трубки при газовом разряде, наблюдаются два различных случая. Когда на стекло попадают медленно дви-

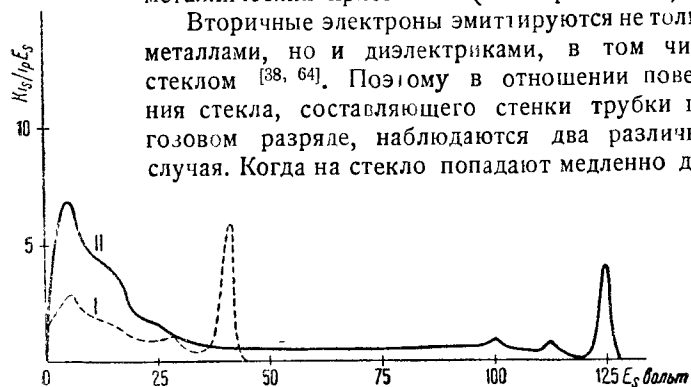


Рис. 100.

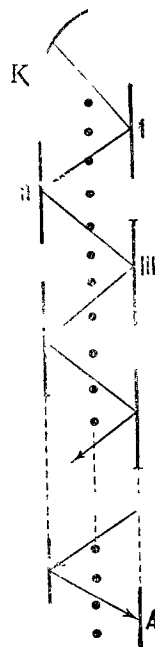


Рис. 101.

жущиеся электроны, стекло заряжается отрицательно. При попадании на стекло быстро движущихся электронов с поверхности стекла происходит эмиссия вторичных электронов в количестве, большем, чем число падающих на стекло электронов, и стекло заряжается положительно. В последнем случае положительный заряд стекла создаст поле, которое отсасывает электроны из газа на стенки. Это явление может привести к значительному разогреванию стеклянной стенки [72, 74, 106].

В настоящее время вторичную эмиссию используют для соединения в одном приборе фотоэлемента с усилителем. Поток фотоэлектронов с катода К — см. схематический рис. 101 — попадает на 1-й „эмиттор“ I. Усиленный в  $\delta$  раз ток вторичных электронов попадает на 2-й эмиттор II, затем на третий и т. д.; с  $n$ -го эмиттора получается ток, усиленный в  $\delta^n$  раз, и улавливается анодом А. Подобного рода трубки разработаны в ВЭИ, П. В. Тимофеевым и в Институте телемеханики инж. Кубецким [61, 63]. Явление вторичной эмиссии изучено еще в меньшей степени, чем фотоэффект. С точки зрения волновой механики этот вопрос еще мало разрабатывался [30]. О шротт-эффекте при вторичной эмиссии см. [59].

Ко всему параграфу: [60, 61, 63, 67].

## ГЛАВА ДЕВЯТАЯ

### ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ, ПРОИСХОДЯЩИЕ В ОБЪЕМЕ ГАЗА И ПРИ УДАРЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ, ВОЗБУЖДЕННЫХ И НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ О КАТОД

**§ 1. Объемная ионизация газа.** Объемная ионизация в газе может происходить под действием высокой температуры, пронизывающего газ светового излучения, рентгеновских и  $\gamma$ -лучей, радиоактивных  $\alpha$ - и  $\beta$ -лучей и, наконец, столкновений электронов и ионов, а также возбужденных атомов или молекул с нейтральными атомами или молекулами. В большинстве случаев ионизация одних атомов газа сопровождается возбуждением других. Возбуждение атомов газа заключается в удалении одного или нескольких внешних электронов атома на большее расстояние от ядра атома, чем это соответствует нормальному состоянию атома. При возбуждении молекул внутренняя их энергия увеличивается не только за счет такого „перехода электронов на более высокие энергетические уровни“, но также и путем изменения режима вращательного и колебательного движений ядер, составляющих молекулу атомов. Возбуждение газа может и не сопровождаться ионизацией.

**§ 2. Ионизация и возбуждение газа ударами электронов. Соударения первого и второго рода.** Переходя к отдельным ионизирующим факторам, мы остановимся в первую очередь на том из них, который можно было бы назвать ионизацией под действием электрического поля, однако, как показывает более детальное рассмотрение, сущность этого явления заключается в столкновениях электронов и ионов с нейтральными молекулами. О процессе ионизации столкновением до опытов Франка и Герца и одновременного с этими опытами появления теории атома Бора в физике существовало лишь смутное представление. Напомним, что согласно теории Бора, атом какого-либо элемента состоит из положительного ядра, вокруг которого вращаются по определенным орбитам, расположенным в виде ряда отдельных оболочек, электроны. Число элементарных положительных зарядов ядра и число электронов атома равно порядковому номеру данного элемента в периодической системе элементов. Размеры и положение орбит, по которым электроны могут вращаться вокруг ядра, определяются квантовыми законами. В настоящее время теория атома претерпела значительные изменения. Детальное представление о круговых или эллиптических орбитах отпало, но учение о дискретных, определенных уровнях энергии электрона в атоме осталось. В дальнейшем мы пользуемся для наглядности представлениями теории Бора.

Для того, чтобы атом излучал световую энергию, надо прежде всего, чтобы один из его внешних электронов, так называемый „валентный электрон“, перешел под влиянием какого-либо внешнего воздействия со своей основной орбиты на другую из допускаемых квантовыми условиями орбит, на которой электрон обладает большей энергией. При обратном переходе электрона на основную орбиту или вообще на орбиту, которой соответствует меньшая энергия электрона, атом излучает световую энергию, причем частота колебаний излучаемого света определяется, согласно второму постулату Бора, соотношением:

$$h\nu = E_2 - E_1, \quad (1)$$

где  $h$  — постоянная Планка,  $\nu$  — частота колебания световой волны,  $E_1$  и  $E_2$  — энергия электрона на начальной и конечной орбитах. На основании квантовых постулатов Бору удалось вывести законы спектральных серий водорода и ионизированного гелия.

Ионизация атома состоит в полном удалении электрона из сферы действия ядра, математически говоря, в удалении электрона в бесконечность. Обратному переходу электрона из бесконечности на какую-либо определенную орбиту в атоме соответствует в той серии спектральных линий, для которой эта орбита является конечной, линия с наибольшим  $\nu$  — так называемая граница серии. Согласно соотношению (1), произведение  $h\nu$  для границы серии, конечной орбитой которой является основная орбита электрона, равно энергии, которую нужно затратить, чтобы ионизировать атом. Если атом ионизируется вследствие удара о него электрона, то эта энергия берется за счет кинетической энергии движения электрона. Поэтому ионизация атома при столкновении с электроном может произойти лишь в том случае, если кинетическая энергия электрона достаточно для этого велика. Энергия электрона накапливается за счет работы электрического поля, ускоряющего электрон, и определяется соотношением:

$$\frac{mv^2}{2} = eV, \quad (2)$$

где  $e$  — заряд электрона, а  $V$  — пройденная электроном разность потенциалов (при нулевой начальной скорости). Таким образом эту энергию можно оценивать числом вольт пройденной электроном разности потенциалов, т. е. выражать энергию в особых единицах, называемых электрон-вольтами. Теория Бора приводит, таким образом, к тому, что для каждого газа должен существовать определенный ионизационный потенциал. При разности потенциалов между анодом и катодом меньше ионизационной, ионизация газа под действием толчков электронов происходить не может. опыты Франка и Герца, которые привели к экспериментальному подтверждению существования ионизационных потенциалов и к определению ионизационных потенциалов для многих газов, были начаты — и первые результаты опубликованы — без знания этими исследователями теории Бора. Франк и Герц<sup>[2]</sup> в этих опытах продолжают исследования Ленара<sup>[1]</sup>, который первый пытался определить ионизационные потенциалы. Схема опытов Ленара была следующая (рис. 102).  $K$  представляет собой раскаленный катод, эмиттирующий электроны,

$N_1$  — сетка, заряженная положительно по отношению к катоду. Потенциал сетки  $N_1$  можно произвольно изменять.  $A$  — металлическая пластинка, заряженная отрицательно по отношению к катоду, так что ни один электрон, вылетевший из катода и приобретший на пути от  $K$  до  $N_1$  некоторую скорость, соответствующую, согласно равенству (2), разности потенциалов  $V$  между  $N_1$  и  $K$ , не может достичь пластинки  $A$ . Допустим, что мы постепенно, начиная от нуля, увеличиваем  $V$ . Пусть никакие посторонние ионизаторы на газ не действуют. Пока  $V$  меньше ионизационного потенциала, в пространстве между  $K$  и  $N_1$  положительных ионов нет, на пластинку  $A$  и, далее, через измерительный прибор  $G$  никакого тока — ни положительного, ни отрицательного — не течет. Когда  $V$  делается равным ионизационному потенциалу  $V_i$ , в пространстве около сетки  $N_1$  начинает происходить ионизация газа. Положительные ионы ускоряются существующим между  $N_1$  и  $A$  полем, а прибор  $G$  начинает показывать ток. Работая с этой схемой, Ленар получил для всех исследованных им газов один и тот же ионизационный потенциал — около 11 V. Мы знаем теперь, что ионизационные потенциалы тех газов,

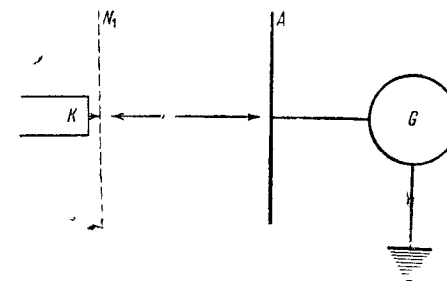


Рис. 102.

с которыми работал Ленар, все без исключения больше 11 V. Результат, полученный Ленаром, объясняется тем, что в вакуумной установке Ленара имелась ртуть и не было принято мер к ее вымораживанию. Между тем ионизационный потенциал ртути равен 10,4 V, что и привело при довольно большой неточности опыта к числу 11 V для разности потенциалов  $V$ , при которой появлялся ток в приборе  $G$ .

Франк и Герц, пользуясь более совершенной вакуумной техникой, повторили опыты Ленара в более строгой обстановке с более чувствительными приборами и получили для отдельных газов целый ряд потенциалов, при которых прибор давал ток. Некоторые потенциалы лежали ниже 11 V и, например, для ртутных паров начинались с числа 4,9 V. При 10,4 V прибор  $G$  в этом случае начинал давать очень сильные отклонения. Франк и Герц вскоре отказались от объяснения всех наблюдаемых ими критических потенциалов как потенциалов ионизации газа и истолковали их как потенциалы возбуждения атома. Действительно, если кинетическая энергия электрона слишком мала для того, чтобы совсем вышибить электрон из атома, то она все же может быть достаточна для того, чтобы перевести валентный электрон с основной орбиты на орбиту большей энергии, или, выражаясь современным языком, с одного энергетического уровня на другой, более высокий. Переход электрона на более отдаленную орбиту, после которого, по Бору, может последовать обратный перескок электрона, сопровождаемый излучением „кванта света“  $h\nu$  согласно (1), и называется возбуждением атома. То, что ток  $G$  появляется лишь при определенных потенциалах возбуждения и затем при дальнейшем увеличении  $V$  падает, пока  $V$  не дости-



гнет значения следующего потенциала возбуждения, показывает, что возбуждение может происходить при потенциале не ниже потенциала возбуждения, но не должно непременно происходить. Наибольшая *вероятность* того, что возбуждение произойдет, имеет место при потенциале, близком к потенциалу возбуждения; затем с увеличением  $V$  вероятность возбуждения быстро падает. Но почему же прибор  $G$  показывает ток, если около  $N_1$  появляются возбужденные атомы? Возбуждение сопровождается излучением. Излученный атомами газа свет падает на поверхность пластинки  $A$  и вызывает здесь выделение электронов с поверхности металла благодаря фотоэффекту. Выделяющиеся с поверхности  $A$  электроны ускоряются полем от  $A$  к  $N_1$ . Через прибор  $G$  начинает

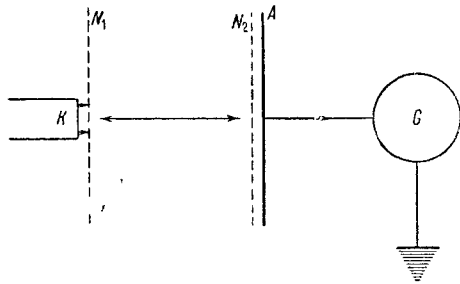


Рис. 103.

итти ток, вызванный движением электронов в направлении противоположном тому, в котором двигаются положительные ионы при появлении их около  $N_1$  при ионизации. Направление тока через прибор  $G$  — прежнее. Таким образом основная схема Ленара дает возможность определять не только ионизационные потенциалы, но и потенциалы возбуждения. К мысли о том, что удары электронов определенной скорости вызывают свечение атома и что наблюдаемые ими критические потенциалы объясняются фототоком, Франк и Герц пришли, не зная еще теории Бора. В подтверждение своих соображений они попытались обнаружить предполагаемое излучение, поместив щель спектрографа около трубки, в которой они наблюдали столкновение электронов с атомами. Когда потенциал  $V$ , в случае опытов со ртутью, достиг величины первого критического потенциала  $4,9\text{ В}$ , спектрограф действительно обнаружил появление линии ртутного спектра  $2536,7\text{ \AA}$  [3]. Поставленные впоследствии более совершенные опыты позволили наблюдать последовательное появление линий спектра газа при увеличении потенциала, ускоряющего электроны. Схема Ленара была усовершенствована Франком и Герцем введением второй сетки  $N_2$  (рис. 103). На сетку  $N_2$  накладывается потенциал, лишь на  $1/2$  вольт больший, чем потенциал сетки  $N_1$ . В этом случае возбуждение атомов, а в соответствующих случаях ионизация, происходит не только около сетки  $N_1$ , но во всем пространстве между  $N_1$  и  $N_2$ , и интенсивность наблюдаемого эффекта увеличивается.

Для того чтобы отличить потенциалы возбуждения от потенциала ионизации, предложено несколько способов. Если наложить на  $N_1$  кроме постоянного напряжения  $V$  еще переменное напряжение небольшой амплитуды и начертить кривую зависимости тока, проходящего через прибор  $G$  от  $V$ , то отдельные горбики кривой, соответствующие потенциалам возбуждения, ступеньками, остаются плавно поднимающаяся вверх кривая. В точке, соответствующей ионизационному потенциалу,

кривая круто поднимается вверх (рис. 104). Другой способ состоит в том, что на сетку  $N_2$  (рис. 103), которая в этом случае находится очень близко от  $A$ , накладывается потенциал немного ниже потенциала пластинки  $A$ . Тогда поле между  $N_2$  и  $A$  гонит выделяющиеся на поверхности  $A$  фотоэлектроны обратно к  $A$ . Фотоэлектроны, выделяющиеся на самой сетке  $N_2$ , дают в приборе  $G$ , вследствие малой поверхности проволок сетки, лишь небольшой отрицательный ток. При достижении потенциалом сетки  $N_1$  значения ионизационного потенциала  $V_i$  ток через  $G$  резко меняет свое направление, так как теперь на  $A$  падают положительные ионы <sup>1)</sup>. Наконец, для той же цели предложена еще и другая схема (рис. 105). Собирающий ионы электрод устроен в виде своего рода фардеевой клетки, могущей вращаться вокруг оси  $DE$ : стенка  $B$  сплошная, стенка  $N_2$  представляет собой сетку с тонкими проволоками. Если к катоду повернута сплошная сторона клетки, то схема ничем не отличается от первоначальной схемы Ленара, и прибор  $G$  одинаково регистрирует и ионизационные потенциалы и потенциалы возбуждения. Когда к катоду повернута сетка  $N_2$ , то при возбуждении атомов газа фототок с этой сетки исчезающе мал, а электроны со сплошной стенки  $B$  не могут выйти из фардеевой клетки; в результате прибор  $G$  никакого тока не показывает. При ионизации газа положительные ионы улавливаются клеткой, и прибор  $G$  регистрирует ток.

Описанный способ наблюдения критических потенциалов Франк называет способом исследования вторичного тока. Этот способ показывает, что происходит с атомом при столкновении, но ничего нам не говорит о поведении электрона, столкнувшегося с атомом. Поэтому с самого начала своих исследований Франк и Герц применили также и другой метод, состоящий в наблюдении изменений первичного электронного тока. Схему этого метода можно представить тем же рис. 103. В этом случае потенциал сетки  $N_2$  выше потенциала катода на  $V$  вольт, потенциалы сеток  $N_2$  и  $N_1$

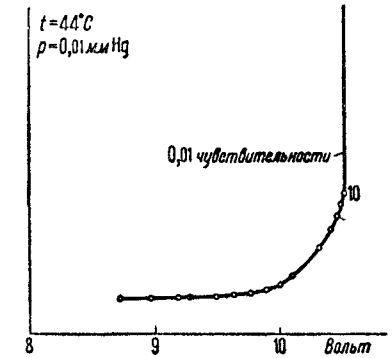


Рис. 104.

Рис. 105. Собирающий ионы электрод устроен в виде своего рода фардеевой клетки, могущей вращаться вокруг оси  $DE$ : стенка  $B$  сплошная, стенка  $N_2$  представляет собой сетку с тонкими проволоками. Если к катоду повернута сплошная сторона клетки, то схема ничем не отличается от первоначальной схемы Ленара, и прибор  $G$  одинаково регистрирует и ионизационные потенциалы и потенциалы возбуждения. Когда к катоду повернута сетка  $N_2$ , то при возбуждении атомов газа фототок с этой сетки исчезающе мал, а электроны со сплошной стенки  $B$  не могут выйти из фардеевой клетки; в результате прибор  $G$  никакого тока не показывает. При ионизации газа положительные ионы улавливаются клеткой, и прибор  $G$  регистрирует ток.

Описанный способ наблюдения критических потенциалов Франк называет способом исследования вторичного тока. Этот способ показывает, что происходит с атомом при столкновении, но ничего нам не говорит о поведении электрона, столкнувшегося с атомом. Поэтому с самого начала своих исследований Франк и Герц применили также и другой метод, состоящий в наблюдении изменений первичного электронного тока. Схему этого метода можно представить тем же рис. 103. В этом случае потенциал сетки  $N_2$  выше потенциала катода на  $V$  вольт, потенциалы сеток  $N_2$  и  $N_1$

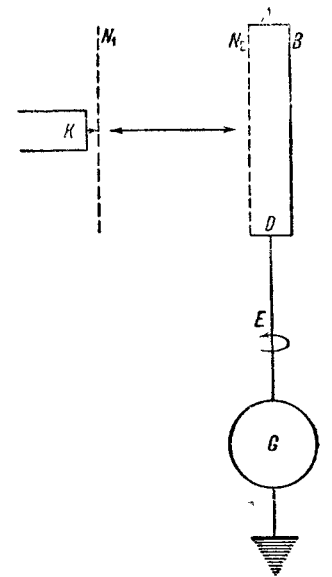


Рис. 105.

<sup>1)</sup> Поле между  $N_2$  и  $A$  не препятствует попаданию ионов на  $A$ , так как они приобрели от  $N_1$  до  $N_2$  достаточную скорость, чтобы преодолеть действие этого поля.

выше потенциала  $A$  соответственно на 0,5 и 0,4 вольта. Электроны ускоряются на коротком расстоянии от катода до  $N_1$ ; в пространстве между  $N_1$  и  $N_2$  происходят столкновения электронов с атомами газа. Если при таком столкновении электрон возбуждает атом, передавая ему свою кинетическую энергию в виде кванта  $h\nu$ , то сам он должен такое же количество энергии потерять. Если электрон обладал энергией лишь очень немного большей  $h\nu$ , то после столкновения скорость его будет очень мала, и он не сможет преодолеть задерживающее поле в  $1/2$  V между  $N_2$  и  $A$ . Если постепенно увеличивать потенциал  $V$ , начиная от нуля, то электронный ток, как мы увидим в следующей главе, не сразу достигнет значения, равного эмиссионному току из катода, вследствие образования вокруг раскаленной нити пространственного заряда, т. е. скопления электронов, препятствующих

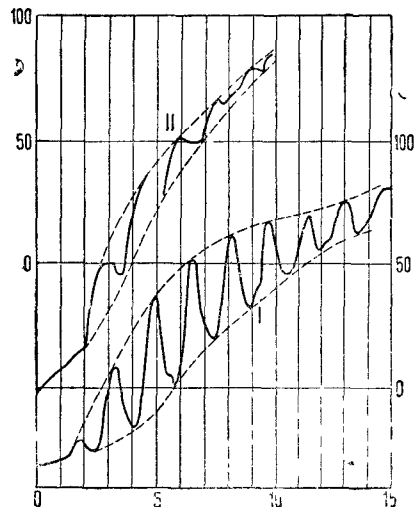


Рис. 106.

дальнейшему выходу электронов из катода. Если откладывать по оси абсцисс разность потенциалов  $V$ , а по оси ординат ток  $I_a$  на анод  $A$ , то получим плавно возрастающую кривую, аналогичную характеристике катодной лампы. Пусть, увеличивая  $V$ , мы дошли до первого потенциала возбуждения. Тогда те из электронов, пролетающих от  $N_1$  к  $N_2$ , которые столкнутся с атомами газа и переведут их в возбужденное состояние, будут после столкновения иметь скорость, близкую к нулю, и выпадут из числа электронов, образующих наблюдаемый нами ток. Если этот эффект будет значителен, кривая, изображающая ток, резко загнетсся книзу. Поворот кривой определит нам потенциал возбуждения.

После увеличения  $V$  еще на  $1/2$  V все

электроны вновь будут достигать анода  $A$ , и ток снова будет иметь значение, полагающееся ему по характеристике. При увеличении  $V$  до следующего потенциала возбуждения повторится то же самое и т. д. Рис. 106 относится к применению только что описанного метода к парам калия. Как и на рис. 107 и 108 по оси абсцисс здесь отложены ускоряющие электроны потенциалы в вольтах. Рис. 107 дает результат метода фотоэлектрических токов применительно к парам ртути. Рис. 108 относится к парам ртути и методу наблюдения первичного тока. Только здесь кривая снята в упрощенной схеме с одной сеткой. Поэтому последовательные горбы кривой соответствуют одному и тому же первому потенциалу возбуждения ртути 4,9 V. А именно, второй горб получается оттого, что остановившиеся после первого возбуждающего атом ртути столкновения на полпути от катода до сетки электроны, подойдя к сетке, вновь прошли 4,9 V и вновь приобрели энергию, соответствующую первому потенциалу возбуждения. Такое видоизменение

метода, не давая возможности наблюдать другие потенциалы возбуждения, позволяет очень точно определить первый потенциал из расстояния по оси абсцисс между двумя горбами, причем, автоматически исключается поправка на контактную разность потенциалов.

Суммируя результаты экспериментальных исследований Франка и Герца и других исследователей над ионизацией и возбуждением газа потоком быстро движущихся электронов, мы приходим к заключению, что при столкновении электрона с атомом надо различать два случая: либо в атоме не происходит никаких изменений, и электрон заметно не изменяет своей скорости, либо электрон отдает всю или часть своей кинетической энергии атому, и последний возбуждается или ионизируется.

Первый вид столкновений называется упругим столкновением.

При столкновении быстро движущегося упругого шара с другим упругим шаром, медленно движущимся, первый теряет долю своей энергии, равную в среднем двукратному отношению масс сталкивающихся тел. Так как масса электрона примерно в 1800 раз меньше массы атома водорода, то при упругих столкновениях с атомами легких газов электроны теряют примерно лишь  $10^{-4}$  своей кинетической энергии. Столкновение, сопровождаемое передачей кинетической энергии движения электрона атому в виде энергии возбуждения или энергии ионизации, называется неупругим столкновением или ударом электрона, и притом неупругим столкновением первого рода в отличие от столкновений второго рода, о которых речь будет ниже.

Когда скорость электрона меньше скорости, соответствующей первому критическому потенциалу, столкновение его с атомом всегда упруго, за исключением тех случаев, когда медленно движущийся электрон, попав в сферу действия атома, не

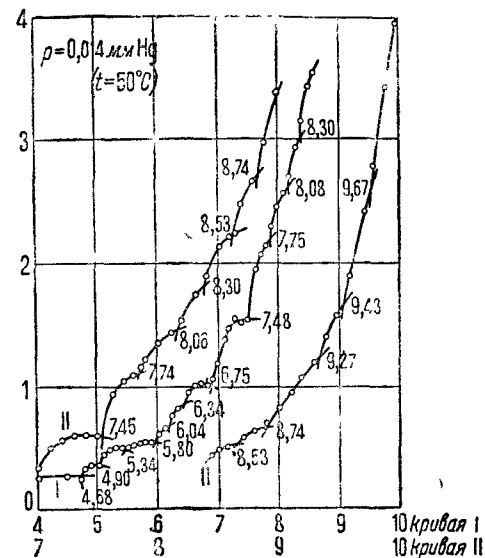


Рис. 107.

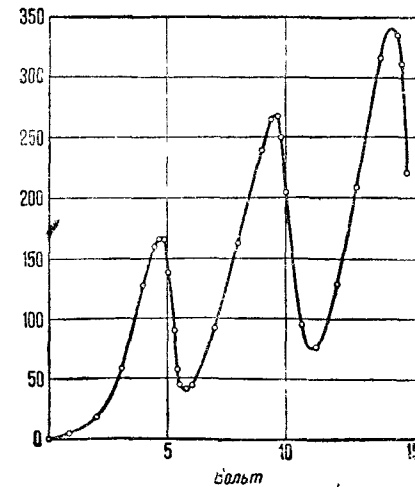


Рис. 108.

может из нее вырваться и образует вместе с атомом отрицательный ион. Если же скорость электрона больше первой критической скорости, то столкновение его с атомом может быть как неупругим, так и упругим, т. е. электрон не обязательно отдает свою энергию атому, а лишь в некотором и притом довольно небольшом числе случаев из всех столкновений. Относительное число этих благоприятных для возбуждения или ионизации случаев, или вероятность возбуждения или ионизации, определяют, подсчитав, с одной стороны, из длины свободного пути электрона в газе число столкновений электронов данного пучка с атомами газа, а с другой — по уменьшению силы электронного тока число электронов, выбывающих из пучка вследствие потери скорости при столкновении. Та функция, которая определяет зависимость вероятности возбуждения атома электроном от скорости электрона, или, что то же, от пройденной электронной разности потенциалов  $V$ , называется функцией возбуждения (Anregungsfunktion).

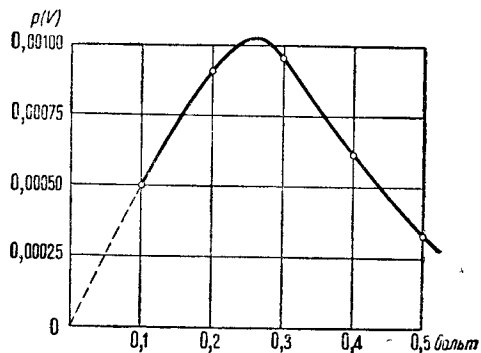


Рис. 109.

Функции возбуждения различны не только для разных газов, но и для различных

энергетических уровней одного и того же атома. Их исследование представляет очень большую и кропотливую работу, затрудняемую тем, что получение потока электронов, обладающих скоростями, лежащими в узких пределах, представляет собой весьма трудную экспериментальную задачу. Поэтому нельзя сказать, чтобы функции возбуждения были в настоящее время сколько-нибудь полно или хорошо изучены. Имеющийся экспериментальный материал показывает, что вероятность возбуждения равна нулю при всех потенциалах ниже первого критического потенциала. Начиная от потенциала возбуждения, эта функция в благородных газах быстро увеличивается, достигает максимума при потенциале, близком к данному потенциалу возбуждения, и затем вновь быстро уменьшается. Примером может служить кривая (рис. 109), относящаяся к гелию<sup>1)</sup>. В других газах наблюдался и более сложный ход функции возбуждения. Порядок величины максимума вероятности возбуждения в благородных газах всего лишь несколько процентов (1—3%) [44, 47, 52, 53, 65].

Аналогично вероятности возбуждения определяется и вероятность ионизации. Вероятность ионизации имеет другой ход с изменением потенциала: она обычно возрастает при увеличении  $V$  до 100—200 В и затем медленно падает. Приводим кривые, полученные Комптоном и ван-Вуррисом [4, 24, 48, 65] (рис. 110).

<sup>1)</sup> Переход  $1^1S - 2^3S$ . По оси абсцисс отложена разность между скоростью возбуждающего электрона в вольтах и потенциалом возбуждения. По оси ординат — доля общего числа столкновений, приводящая к возбуждению.

При подсчете неупругих потерь электрона при движении через газ, функции возбуждения и ионизации аппроксимируют более или менее простыми эмпирическими выражениями. Удобное выражение, примененное для функции ионизации  $f_i$  в начальных прямолинейных частях кривых рис. 111, представляет собой выражение

$$f_i = a (V - V_i),$$

где  $V_i$  — потенциал ионизации,  $V$  — потенциал эквивалентной скорости электрона. В тех случаях когда надо дойти до максимума  $f_i$  или перейти через него, хорошее приближение представляет собой выражение

$$f_i = a (V - V_i) \cdot e^{-\frac{V - V_i}{b}}.$$

Константы  $a$  и  $b$  определяются из кривых вероятности ионизации. Подобные же формулы применяются и для вероятности возбуждения  $f_a$ . При экспериментальном определении  $f_i$  и  $f_a$  необходимо знать среднюю длину свободного пути электрона. Между тем эта величина известна плохо и зависит от скорости электрона при малых значениях последней (эффект Рамзауэра см. § 4 гл. X). Поэтому экспериментально определенные значения  $f_i$ , несколько условны. От этого

недостатка свободно другое определение величины, характеризующей ионизацию, производимую электроном, а именно относительная или удельная ионизация газа электроном  $s$ , равная числу ионизаций, производимых электроном на пути в 1 см.

Так как при постоянной скорости электрона  $s$  равно числу соударений электрона с частицами газа на пути в 1 см, умноженному на вероятность ионизации  $f_i$ , то  $s$  обратно пропорционально давлению (плотности) газа. Удельную ионизацию естественно относить к давлению в 1 тор.

Рис. 111 содержит кривые удельной ионизации при 0°С и  $p = 1$  тор для некоторых газов в логарифмическом масштабе по работам Смита [70, 71].

Своеобразным ходом функции возбуждения и функции ионизации объясняется то, что, когда в газе двигаются электроны со скоростями, превосходящими ионизационные скорости, в газе всегда происходит ионизация. Между тем свечение газа при этом вовсе не соответствует всевозможным его спектральным линиям или хотя бы всем линиям, при излучении которых электрон возвращается на основную орбиту. Возбуждаются

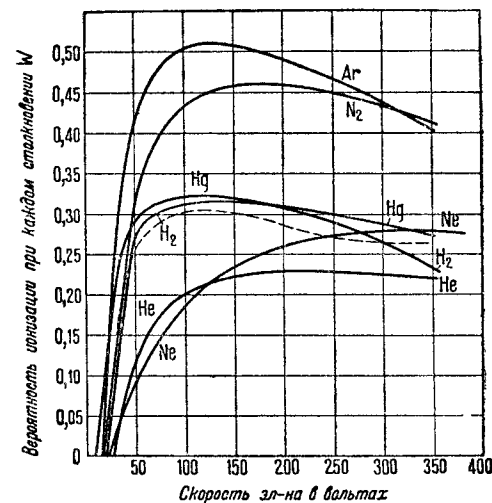


Рис. 110.

отдельные линии. Сравнительная их интенсивность зависит от скорости движения электронов и всех остальных условий опыта (давление газа, присутствие в нем примесей и т. д.) При достаточной скорости электронов может произойти ионизация газа, сопровождаемая одновременно возбуждением получившегося в результате ионизации иона. В этом случае свечение газа имеет иной спектр, называемый *искровым спектром*<sup>1)</sup>. Спектр нейтрального возбужденного атома называется *дуговым*

Пар услов  
на см. мм Нз

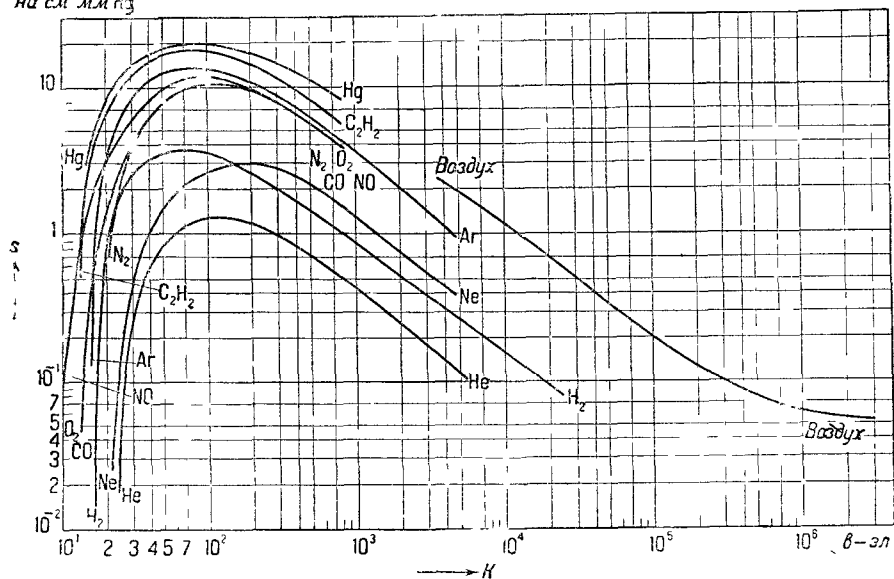


Рис. 111.

*спектром*<sup>2)</sup>. В общем случае искровые и дуговые линии возникают одновременно. Как общее правило, при небольших скоростях электронов интенсивность линий дугового спектра тем больше, чем меньше квант энергии  $h\nu$ , необходимый для возбуждения каждой линии. Однако бывают случаи, когда спектр газового свечения, не содержащий линий искрового спектра, имеет много линий, соответствующих перескокам электронов с самых удаленных орбит — линий, близких к границе серии. Линии эти проявляются с очень большой сравнительной интенсивностью. От границы серии в сторону коротких волн появляется слабый сплошной спектр. В этих случаях мы имеем дело со *свечением рекомбинации*. Сперва под ударами электронов происходит ионизация газа, а затем процесс рекомбинации сопровождается перескоком электронов с больших расстояний извне атома на отдаленные орбиты, а затем с этих отдаленных орбит на основные. Появление сплошной части спектра за границей серии

1) Так как этот спектр обычно наблюдается при искровом разряде

2) Наблюдается при дуговом разряде.

объясняется тем, что при излучении этого спектра электроны отдают не только квант энергии, соответствующий работе ионизации и, следовательно, границе серии, но и весь избыток своей кинетической энергии. Эта энергия может иметь любое значение и весьма различна у различных электронов, так что  $h\nu$  излучения, соответствующего рекомбинации различных электронов, весьма различно, что и приводит к сплошному спектру. Характерные особенности спектра рекомбинации не всегда вполне резко выражены. Очень часто одновременно происходит и свечение возбуждения и свечение рекомбинации. Свечение наблюдается также при рекомбинации молекулы, диссоциированной на возбужденный и нейтральный атомы<sup>[41]</sup>.

При детальном изучении электрических явлений в газах важное значение имеет вопрос о том, сколько времени атом остается в возбужденном состоянии. В этом отношении вопрос был выяснен опытами В. Вина с каналовыми лучами. Каналовые лучи представляют собой пучок быстро движущихся положительных ионов и получающихся в результате перезарядки нейтральных атомов. Опыты Вина заключались в том, что по отклонению каналовых лучей в электрическом и магнитном поле он определял скорость движения каналовых частиц и одновременно измерял падение интенсивности свечения пучка в разных точках пути. Изменение интенсивности свечения  $E$  со временем  $t$  при отсутствии новых возбуждений связано со средним временем пребывания атома в возбужденном состоянии  $\tau$  формулой

$$E = E_0 e^{-\frac{t}{\tau}} = E_0 e^{-\frac{v l}{\tau v}}, \quad (3)$$

где  $l$  — расстояние от точки, в которой интенсивность свечения каналового пучка равна  $E_0$ ,  $v$  — скорость движения каналовых частиц. Эти опыты дали для времени  $\tau$  пребывания атома в возбужденном состоянии величину порядка  $10^{-8}$  сек. Эта величина совпадает с длительностью отдельного когерентного светового излучения, определяемой из наибольшей разности хода, при которой еще можно наблюдать явление интерференции световых волн. Порядок величины  $\tau$  подтверждается также совпадением подсчитанных на основании этой цифры по формулам квантовой теории дисперсионных и абсорбционных констант с данными опыта. Раз атом находится в возбужденном состоянии хотя и очень короткое, но конечное время, то теоретически возможно себе представить, что может произойти новое неупругое столкновение такого возбужденного атома с электроном. В этом случае атом перейдет на новую, более высокую ступень возбуждения или, если энергии электрона на это хватит, будет ионизован. Такая ионизация путем нескольких последовательных столкновений с электронами называется ступенчатой ионизацией. Ступенчатая ионизация имеет место в тех случаях, когда газ оказывается ионизованным, несмотря на то, что разность потенциалов анода и эмитирующего электроны катода меньше ионизационного потенциала данного газа. Однако в некоторых случаях подсчет вероятности столкновения возбужденного атома с электроном приводит к ничтожно малому числу ионов, образуемых таким процессом, — много меньше наблюдаемой ионизации. Одно из объяснений, почему ионизация ступенями все же имеет

место, заключается в представлении о диффузии резонансного излучения. Резонансным излучением называется такое излучение, при котором конечная орбита электрона является основной орбитой, а начальная — одной из соседних орбит. В этом случае, если атом предварительно возбужден путем поглощения света, то при обратном перескоке электрона излучается свет точно такой же длины волны, как тот, поглощение которого привело к возбуждению атома. В связи с этим первый критический потенциал называется резонансным потенциалом. В качестве примера укажем, что для натрия резонансным излучением является излучение желтого дублета  $5890 - 5896 \text{ \AA}$ , а для ртути — линии  $2356,7 \text{ \AA}$ . Допустим теперь, что в некотором атоме при столкновении первого рода произошел перескок электрона, соответствующий первому резонансному потенциалу. По истечении времени  $\tau$  этот атом излучает полученный им от электрона квант энергии. Излученная световая энергия будет поглощена другим атомом, через новый промежуток времени  $\tau$  вновь излучена и так далее. Квант энергии будет передаваться от одного атома к другому, описывая зигзагообразный путь, пока не покинет газ, пройдя через стенки содержащего газ сосуда или поглотившись в их толще. Таким образом, если каждый атом и будет оставаться возбужденным лишь очень короткое время, то все же в каждый данный момент в газе будут иметься возбужденные атомы, первоначальной причиной возбуждения которых служат столкновения первого рода, имевшие место большой (по сравнению с  $\tau$ ) промежуток времени тому назад. В отношении увеличения вероятности столкновения возбужденного атома с электроном и ионизации ступенями это равносильно увеличению длительности пребывания каждого атома в отдельности в возбужденном состоянии. Другое объяснение сравнительной легкости ионизации ступенями заключается в существовании так называемых метастабильных состояний атома. Согласно теории атома не все переходы электрона с более высокого энергетического уровня на более низкий могут происходить путем излучения соответствующего кванта света. Некоторые переходы, как выражаются в теории атома, „запрещены“. Запреты фиксируются определенными соотношениями между „квантовыми числами“ энергетических уровней. Для того чтобы электрон все же вернулся на основной уровень энергии, нужно, чтобы электрон сперва был поднят новым столкновением первого рода или поглощением соответствующего кванта световой энергии, на другой, более высокий уровень, с которого он может перескочить непосредственно на основной уровень. Переход электрона на уровень, обладающий описанными свойствами вследствие столкновения первого рода, не запрещен. Атом, в котором такой переход произошел, находится в гораздо более устойчивом состоянии и сохраняет это состояние гораздо дольше, чем обыкновенный возбужденный атом. Такие состояния атома называются метастабильными или полуустойчивыми. Один из способов определения времени пребывания атомов газа в метастабильном состоянии состоит в определении того промежутка времени после прекращения действия первоначального возбуждающего потока электронов, в течение которого наложенное на газ напряжение, хотя и ниже ионизационного потенциала, приводит к ионизации газа — опыты с горением низковольтной дуги с горячим и холодным электродом в ту

половину периода высокочастотного переменного тока, когда катодом служит холодный электрод, не эмитирующий электронов. Другой, более строгий, метод основан на том, что метастабильные орбиты являются конечными орбитами для определенных спектральных серий. Понятно, что при отсутствии в газе метастабильных атомов линии таких серий не могут появляться в спектре поглощения газа, потому что атом без электронов на метастабильной орбите не в состоянии поглотить соответствующего кванта энергии. Таким образом наличие этих линий в спектре поглощения свидетельствует о наличии в газе атомов в данном метастабильном состоянии. Схема опыта такова. Свет от источника проходит через разрядную трубку, наполненную тем газом, метастабильные состояния которого требуется исследовать, и затем падает на щель спектрографа. При наличии разряда в трубке в фотографируемом спектре резко выступают указанные выше линии поглощения. Если сперва выключить разряд в трубке, а затем лишь через некоторое короткое время  $\tau$  пропустить через нее свет от источника и сделать снимок спектра, то линии поглощения, соответствующие метастабильным состояниям, выступают тем слабее, чем больше промежуток времени  $\tau$ . Включение и выключение разряда и открывание щели, через которую проходит свет от источника в трубку, совершается автоматически при помощи механического приспособления или „ячейки Керра“. Время между моментом выключения разряда и моментом открытия щели постепенно увеличивают, пока оно не достигнет некоторого значения, при котором соответствующие линии пропадают совершенно. Этот последний промежуток  $\tau$  и соответствует времени существования атома в возбужденном метастабильном состоянии.  $\tau$  принято называть „продолжительностью жизни“ метастабильного атома.

Как показали эти опыты, „продолжительность жизни“ различных метастабильных состояний одного и того же атома различна. (Опыты Доргело с метастабильными состояниями неона дали для состояния  $^1S_2 - 1/2000 \text{ сек}$ ,  $S_5 - 1/240 \text{ сек}$ .) Порядок величины  $\tau$  по данным различных исследований, довольно хорошо согласующимся между собой, равен в различных случаях десятитысячным, тысячным и даже сотым долям секунды [36].

Так как атом выводится из метастабильного состояния каким-либо внешним толчком (будет ли то удар электрона, или поглощение светового кванта, или соударение с другим атомом и т. д.), то вполне понятно, что на время  $\tau$  сильно влияют условия опыта, как-то: давление газа, его температура, наличие электрического поля, ускоряющего электроны, и, наконец, присутствие в газе посторонних примесей. При ближайшем рассмотрении явления уничтожения метастабильного состояния атома при столкновении с атомом постороннего газа мы встречаемся с новым элементарным процессом в газе, называемым *соударением второго рода*. Представление о необходимости существования соударения второго рода было выведено Клейном и Росселандом [5] из теоретических соображений при рассмотрении всех условий равновесного состояния в газе, в котором постоянно происходят процессы взаимодействия между атомами,

<sup>1)</sup> По номенклатуре Пашена.

с одной стороны, световым излучением и свободными электронами, с другой стороны. Эти соображения приводят к тому, что раз в газе происходят соударения первого рода, при которых кинетическая энергия электрона или иона, или атома (при высокой температуре) передается другому атому в виде потенциальной энергии возбуждения атома, то для того, чтобы в конечном итоге было возможно стационарное состояние газа, необходимо, чтобы в нем происходил и обратный процесс — передача энергии возбужденного атома сталкивающейся с ним частице без

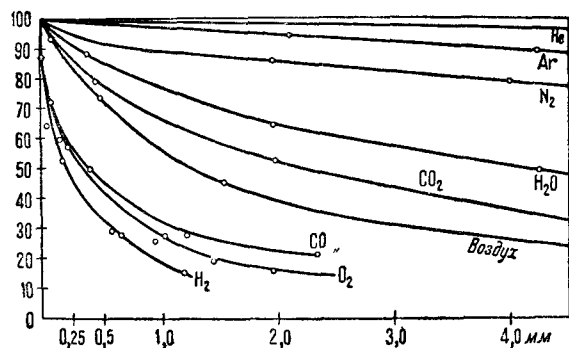


Рис. 112.

излучения. Если эта частица — электрон, то энергия может быть передана ему лишь в виде кинетической энергии — увеличения скорости движения электрона. Если сталкивающаяся частица — атом  $A$ , требующий для возбуждения или ионизации меньшего количества энергии, чем потенциальная энергия того возбужденного атома, с которым дан-

ная частица сталкивается, то в результате столкновения второго рода атом  $A$  окажется возбужденным или ионизированным.

Наиболее наглядное доказательство существования соударений второго рода представляет собой явление, называемое сенсibilизированной флуоресценцией. Если подвергнуть пары ртути, находящиеся в каком-либо сосуде, действию ультрафиолетового света с длиной волны  $2536,7 \text{ \AA}$ , соответствующей резонансному излучению ртути, то пары ртути сами начинают излучать свет такой же длины волны. Если подмешать к парам ртути пары таллия, с которым описываемый эффект получается лучше всего, и осветить смесь каким-либо монохроматическим светом за исключением линии  $2536,7 \text{ \AA}$ , то никакого свечения паров таллия не наблюдается, даже если будем освещать светом, даваемым разрядом в парах таллия. Но как только трубка освещается резонансным излучением ртути  $2536,7 \text{ \AA}$ , то, несмотря на очень малое количество присутствующих в ней паров таллия, трубка вспыхивает зеленым светом, соответствующим зеленой линии в спектре таллия. Резонансное излучение возбуждает атомы ртути; возбужденные атомы ртути путем столкновений второго рода возбуждают атомы таллия; возбужденные атомы таллия возвращаются в нормальное состояние, излучая зеленую линию таллия.

При опытах с простой флуоресценцией натриевых или ртутных паров столкновения второго рода сказываются в явлении тушения флуоресценции. Это явление заключается в том, что при прибавлении к парам ртути или натрия посторонних газов интенсивность света, излучаемого флуоресцирующими парами, уменьшается по мере увеличения давления

примеси. При этом увеличении возрастает число столкновений атомов ртути или натрия с атомами примеси, и потому возрастает вероятность столкновений второго рода. Иллюстрацией могут служить кривые (рис. 112), относящиеся к парам ртути. По оси абсцисс отложено давление примеси, по оси ординат — интенсивность света флуоресценции, причем интенсивность при отсутствии примеси принята за сто.

При наличии в газе атомов в метастабильных состояниях вероятность столкновений второго рода возрастает. Поэтому метастабильные состояния играют в явлениях газового разряда большую роль. На разборе некоторых относящихся сюда явлений мы остановимся в соответствующих главах (например, влияние метастабилей на потенциал зажигания — так называемый эффект Пеннинга) [43].

**§ 3. Ионизация при столкновениях с положительными ионами.** Теория газового разряда, в частности теория Тоунсенда, о которой речь будет в гл. XII, учитывает возможность ионизации атомов газа при столкновении их с ионами. Об этом элементарном процессе пока известно очень мало и здесь нельзя еще привести таких определенно выраженных закономерностей, как это можно сделать в отношении ионизации столкновениями электронов. С одной стороны, установлено, что при тех скоростях, которыми обладают положительные ионы в газовых разрядах и которые определяются проходимыми ими разностями потенциалов в несколько десятков или сотен вольт, ионизирующая способность положительных ионов по отношению к молекулам того же газа, которому принадлежат ионы, очень мала. С другой стороны, очень быстро движущиеся  $\alpha$ -частицы производят сильную ионизацию того газа, через который они проходят. Долгое время не удавалось установить чего-либо, соответствующего ионизационным потенциалам при столкновениях электронов, и только работы сравнительно недавнего времени содержат некоторые данные в этом отношении. Приводим таблицу ионизационных потенциалов из работы Бекка и Музона [6], относящуюся к ионизации благородных газов ионами щелочных металлов.

Таблица 1

Газ	Металл				
	Li <sup>+</sup>	Na <sup>+</sup>	K <sup>+</sup>	Rb <sup>+</sup>	Cs <sup>+</sup>
Ne	307	175	320	420	437
Ar	100	105	95	180	(365)
Kr	(420)	(400)	80	100	143
Xe	250	(300)	120	145	105

Бекк и Музон считают эти потенциалы определенными с точностью до  $\pm 10 \text{ V}$ .

Более поздние исследования, проведенные с более чувствительной аппаратурой, дают для начала ионизации столкновениями положительных ионов несколько более низкие значения скоростей [22, 27, 28, 29, 30, 33, 37, 38, 67]. С теоретической стороны разница по сравнению с ионизацией

столкновениями электронов заключается в том, что благодаря гораздо большей своей массе по сравнению с электроном ударяющиеся об нейтральную частицу положительные ионы отдают последней большую часть своей кинетической энергии в виде кинетической же энергии.

Для иллюстрации порядка величины рассматриваемого явления приводим еще из работ Суттона и Музона ряд цифр, дающих число ионизаций, происходящих на 1 см пути иона  $\text{Na}^+$  при разности потенциалов в 750 В и при давлении газа в 0,01 тор:

Ag	Ne	$\text{N}_2$	$\text{H}_2$	Воздух
0,06288	0,00112	0,00124	0,0000	0,06098

Эффективность ионизации газа его собственными ионами чрезвычайно мала [25, 26, 85].

Сгалкиваясь с атомами и молекулами, положительные ионы могут производить также и возбуждение их [39, 40, 45, 50, 51, 63, 68]. То же могут производить и быстрые нейтральные атомы [49].

**§ 4. Термическая ионизация и термическое возбуждение.** Так как при высокой температуре газа сильно увеличивается число быстро движущихся молекул, то естественно ожидать, что при высокой температуре многие из столкновений молекул друг с другом могут повести к переходу кинетической энергии движения молекул в энергию их возбуждения или ионизации, подобно тому, как под действием той же причины происходит явление химической диссоциации сложных газов, например реакция  $J_2 = J + J$ . Действительно мы знаем много примеров свечения и ионизации газа при высокой температуре. Достаточно упомянуть о свечении паров натрия в пламени бунзеновской горелки. В данном случае, как и во многих других, это свечение и ионизацию объясняют химическими реакциями, так как температура пламени слишком низка, чтобы количественно оправдать наблюдаемую ионизацию столкновениями атомов. Однако произведен ряд тщательно поставленных опытов, несомненно, доказывающих существование температурной ионизации (Гибсон, Кинг [7, 8]). Одним из критериев температурного излучения является совпадение с излучением черного тела в той же части спектра (Гибсон — пары таллия при 1350—1450° К). Другой критерий — постепенное появление, по мере увеличения температуры, спектральных линий, требующих все большей и большей энергии возбуждения (Кинг). При до-тупных в лабораторной обстановке температурах газы с высокими потенциалами возбуждения, как-то неон и гелий, нельзя заставить светиться путем температурного возбуждения.

В случае паров ртути термическое возбуждение и ионизация начинают играть заметную роль, начиная от температуры в несколько тысяч градусов К° (отшнурованный положительный столб при давлении паров ртути около 1 атм. и выше). Исследования относительной интенсивности искровых и дуговых линий в спектрах наиболее горячих звезд показывают, что в атмосфере этих звезд некоторые элементы, в частности кальций, почти нацело термически ионизованы.

В термодинамике установлена связь между диссоциацией газа и температурой. Эгерт и Сага [9, 10, 11] применили термодинамические формулы к процессу температурной ионизации, заменив работу или

„теплоту диссоциации“ энергией ионизации атома. Для случая простой ионизации (отделение одного электрона) формула имеет вид:

$$\frac{x^2 P}{1-x^2} = (2\pi m)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}} \cdot e^{-\frac{W_i}{kT}} \quad (4)$$

$x$  обозначает отношение числа ионизированных атомов к общему числу атомов,  $P$  — сумму парциальных давлений атомов ионного и электронного газа,  $W_i$  — энергию ионизации ( $W_i = eV_i$ ).

Степень ионизации зависит не только от температуры, но и от плотности газа или давления  $P$ . Измеряя электропроводность паров металла при определенной температуре, можно вычислить отсюда обычным путем по формуле (10) § 2 главы X концентрацию ионов  $n$  и, далее, степень ионизации  $x$ . Вставляя  $x$  и  $T$  в формулу (4), можно определить отсюда  $W_i$  и, далее, ионизационный потенциал данного металлического пара. Следующая таблица из работы Нойсса и Вильсона содержит во втором столбце вычисленные таким способом ионизационные потенциалы. В третьем столбце приведены те же потенциалы, определенные по измерению границы соответствующей спектральной серии.

Таблица 2<sup>1)</sup>

Металл	$V_i$ из электропроводности пламени (в вольтах)	$V_i$ из границы спектр. серии (в вольтах)
Cs	4,00	3,87
Rb	4,26	4,15
K	4,35	4,32
Li	5,46	5,36

Цифры этой таблицы хорошо подтверждают теорию температурной ионизации. Ленгмюр и Кингдон указали, что формула Сага, а также формулы, выведенные в качестве ее дальнейшего развития, дают очень хорошие результаты в приложении к атмосфере звезд. В случае применения их к газу в лабораторных условиях, находящемуся неминуемо внутри какого-либо замкнутого сосуда, требуется введение поправки, учитывающих эмиссию электронов стенками сосуда. Ленгмюр и Кингдон [12] дают следующую формулу, по их мнению, одинаково хорошо приложимую во всех случаях:

$$\lg_{10} \frac{n_- \cdot n_+}{n_a} = -\frac{5040 V_i}{T} + \frac{3}{2} \lg_{10} T + 15,385; \quad (5)$$

здесь  $n_-$ ,  $n_+$  и  $n_a$  — число электронов, положительных ионов и нейтральных атомов газа в 1 см<sup>3</sup>,  $V_i$  — ионизационный потенциал в вольтах,  $T$  — абсолютная температура.

<sup>1)</sup> По книжке Франка и Иордана, стр. 197.



**§ 5. Объемная фотоионизация газа.** Раз мы наблюдаем возбуждение атомов путем поглощения светового излучения, мы должны ожидать также и ионизацию газа при поглощении кванта световой энергии  $h\nu = eV_i$ . Ряд опытов существование такой фотоионизации устанавливает с несомненной уверенностью в парах щелочных и щелочно-земельных металлов. В условиях газового разряда [66] абсолютная величина эффекта фотоионизации в газе много меньше ионизации столкновениями и потому играет сравнительно малую роль. Действие освещения искрового промежутка, облегчающее возникновение разряда, объясняется не фотоионизацией газа, а фотоэффектом на катоде. Из соотношения  $h\nu = eV_i$  и значения  $V_i$  для различных газов вытекает, что объемная фотоионизация может происходить только под действием ультрафиолетового света; в случае большого  $V_i$  (неон, гелий) необходим свет длины волны, далеко отстоящей от границы видимого спектра. При переходе к излучению все меньшей и меньшей длины волны, ионизационное действие электромагнитного излучения усиливается все более. Рентгеновские лучи являются уже хорошим ионизатором газа,  $\gamma$ -лучи радиоактивных веществ — еще лучшим. Что касается ионизирующего действия  $\alpha$ - и  $\beta$ -лучей, то это действие тождественно с ионизацией столкновениями первого рода;  $\alpha$ -лучи радиоактивных веществ — поток быстро движущихся ядер атомов гелия — являются мощным ионизатором. Кривая вероятности ионизации атома при ударе об него  $\beta$ -частицы — быстро движущегося электрона — в зависимости от скорости электрона представляет собой продолжение кривой вероятности ионизации медленно движущимися электронами и показывает постепенное падение этой вероятности от максимального значения, достигаемого ею для различных газов, в пределах 100—300 В до нуля, при приближении скорости электрона к скорости света.

**§ 6. Вторичная эмиссия электронов с катода под действием положительных ионов, возбужденных и нейтральных атомов.** Аналогично эмиссии вторичных электронов, под действием пучка первичных электронов происходит эмиссия электронов из поверхности металла при бомбардировке ее положительными ионами. Это явление представляет собой одно из основных элементарных явлений при объяснении процессов, имеющих место в катодных частях тлеющего разряда. Однако с количественной стороны оно еще плохо изучено. С увеличением скорости положительных ионов число эмитируемых металлом электронов увеличивается; скорости этих вторичных электронов очень малы — порядка 1 В. В этом явлении происходит не простое вышибание электронов за счет кинетической энергии ударяющихся о поверхность металла ионов. В нем играет значительную роль также и потенциальная энергия иона, равная работе ионизации (или, другими словами, „средство“ иона к электрону). При эмиссии вторичных электронов энергия ионизации иона должна быть, по меньшей мере, вдвое больше работы выхода электрона из металла, так как ион извлекает из металла не один электрон, а два. Первый служит для нейтрализации иона, а второй представляет собой эмитированный вторичный электрон. Извлечение вторичных электронов ионами из поверхности металла за счет энергии ионизации иона подтверждается опытами Пеннинга [15, 16], результаты которых изображены на рис. 113,

относящемся к выделению ударами ионов неона вторичных электронов из меди <sup>1)</sup>. По оси абсцисс на этом рисунке отложено в вольтах ускоряющее ионы поле  $V$ , по оси ординат — число освобожденных из металла электронов, приходящихся на один ион. Экстраполяция графика Пеннинга к  $V=0$  показывает, что при поле  $V=0$ , когда ударяющийся о поверхность металла ион никакой другой энергией, кроме „энергии ионизации“, не обладает, эмиссия электронов из меди при ударе ионов неона не будет равна нулю, а будет лежать в пределах от 0,02 до 0,025 электрона на один ион. Согласно кривой Пеннинга, эмиссия электронов в пределах между 100 и 400 В пропорциональна разности потенциалов  $V$ , пройденной ионами. Однако встречаются указания и на другие формы зависимости числа вторичных электронов от  $V$ , например пропорциональность квадрату  $V$ . Заметим еще, что число „ограниченных“ ионов оказывается очень небольшим, всего несколько процентов (4—7%) от числа ударяющихся о металл [69, 72].

Точно так же при ударах метастабильных или вообще возбужденных атомов о поверхность металла энергия возбуждения может быть затрачена на процесс извлечения вторичных электронов из поверхности металла подобно эмиссии вторичных электронов под действием медленно движущихся  $+$  ионов, в приведенном выше опыте Пеннинга. Опыты, поставленные Олифантом, с одной стороны, Уйтерговетом и Гарингтоном [17, 18] — с другой, вполне подтверждают наличие такого процесса. Олифант нашел способ получить пучок метастабильных атомов гелия, заставляя ионы гелия падать под очень острым углом на металлическую поверхность. Экспериментируя с такими пучками, Олифант нашел, что скорости вторичных электронов, освобождаемых метастабильными атомами гелия, лежали в пределах от 2 вольт до  $(V_m - \varphi)$ , где  $V_m$  — энергия метастабильного атома,  $\varphi$  — работа выхода электрона из металла в вольтах. Число метастабильных атомов, не теряющих своей энергии на поверхности металла и, следовательно, отражаемых в качестве метастабильных же в зависимости от условий опыта, лежало в пределах от 10 до 50%.

При столкновении иона с нейтральным атомом газа между ними может произойти не только обмен энергией, но и обмен зарядом, т. е. обмен электроном. При столкновении положительный ион отнимает электрон от нейтрального атома, превращая последний в ион, сам нейтрализуется, но сохраняет большую скорость своего движения. Точно так же отрицательный молекулярный ион может отдать атому свой избыточный электрон. Этот процесс перезарядки приводит к наличию в разряде

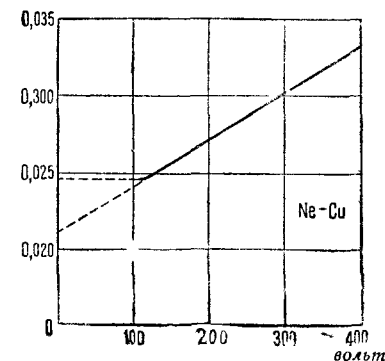


Рис. 113.

<sup>1)</sup> Кроме меди, Пеннинг произвел еще опыты для ионов неона с серебром и железом.



быстро двигающихся нейтральных атомов. Если перезарядка происходит вблизи катода, нейтральный атом может с большой скоростью удариться о катод. Опыт показывает, что при таких ударах также происходит эмиссия электронов из катода. Для обнаружения этого процесса пучок положительных ионов отклоняют в сторону от катода наложением соответствующего поля и улавливают эмитируемые электроны специальным добавочным электродом [23, 42, 45, 62].

Разбирая различные случаи эмиссии электронов с поверхности металла при соприкосновении ее с газом, нельзя не упомянуть также и о выделении электронов в результате химических реакций. Возможность существования такого процесса создается хотя бы тем обстоятельством, что при химических реакциях молекулы в некоторых случаях, прежде чем образовать окончательные продукты реакции, находятся в переходных возбужденных состояниях. Для таких возбужденных молекул возможен такой же процесс извлечения вторичных электронов из поверхности металла как и для метастабилей. Кроме того, при химических реакциях газа с металлом может происходить сильное местное нагревание последнего, сосредоточенное на очень небольшом участке, что сопровождается термоионной эмиссией. Может происходить также выделение световой энергии (хемилюминесценция), сопровождаемое фотоэффектом.

Из фактического материала укажем на эмиссию электронов электроположительными металлами Na, K и амальгмированным Al под действием газов  $H_2S$ , HCl,  $CO_2$ ,  $H_2O$ ,  $COCl_2$ ,  $CSeCl_2$ ,  $O_2$ ,  $Cl_2$ ,  $Br_2$ .

**§ 7. Образование отрицательных ионов.** Наряду с образованием положительных ионов в газовом разряде образуются при подходящих условиях также и отрицательные ионы — атом или молекула с одним или несколькими лишними электронами. Отрицательные ионы образуются: 1) путем непосредственного улавливания медленных электронов атомами или молекулами („прилипание“ электронов), 2) путем диссоциации молекул электронным ударом, 3) при столкновении нейтральных частиц между собой, 4) при освобождении электронов из металла атомами или  $+$  ионами, 5) при процессе перезарядки. Для отрыва лишнего электрона и возвращения отрицательного иона в нейтральное состояние требуется затрата определенного количества энергии, аналогично энергии ионизации. Соответствующий потенциал  $V_n$  много меньше потенциала ионизации и равен в большинстве случаев долям вольта. Атомы и молекулы, для которых  $V_n$  сравнительно велик и которые поэтому крепче удерживают лишний электрон, называются „электроотрицательными“. Атомы с малым ионизационным потенциалом, наоборот, называются „электроположительными“. Электроположительные элементы первых двух столбцов периодической системы, сильно электроотрицательные элементы 6-го и 7-го столбца, у которых в нейтральном состоянии до замкнутой оболочки в восемь электронов не хватает одного или двух электронов.

Процессы образования отрицательных ионов, а также процесс отрыва лишнего электрона имеют свои функции вероятности [54, 55, 56, 57, 58, 59, 60, 61, 64].

**§ 8. Остаточная ионизация газа.** Как мы видели, ионизация газа, обуславливающая его электропроводность, происходит под действием

целого ряда процессов. Было сделано немало попыток защитить газ от действия каких бы то ни было ионизаторов. Однако получить газ, совершенно неспособный проводить электрический ток, не удается.

В газе, даже очень хорошо защищенном от воздействия всякого светового излучения, всегда наблюдается некоторая, хотя и очень слабая, *остаточная ионизация*. Значительная доля этой остаточной ионизации объясняется излучениями радиоактивных веществ, входящих в состав тех или иных слоев земной поверхности. Защищая газ достаточно толстой свинцовой оболочкой, можно от этой части освободиться. Но и при оболочках, вполне достаточных для того, чтобы поглотить всякое земное радиоактивное излучение, чувствительные электрометры все же обнаруживают некоторую электропроводность газа. Можно было бы попытаться искать причину остаточной ионизации в столкновениях атомов между собой. Но ионизация газа вследствие теплового движения и столкновения молекул, как мы видели, очень сильно зависит от температуры и в обычных условиях опыта может дать лишь совершенно ничтожную остаточную ионизацию. Остается предположить, что сами свинцовые стенки, которыми окружают газ, все еще содержат следы радиоактивных веществ. Однако и этот эффект может быть лишь чрезвычайно мал. Поэтому приходится искать новый, еще не учтенный источник. Такой источник, действительно, имеется. Он усиленно проявляет себя, если подняться над уровнем моря и исследовать остаточную ионизацию газа на высоте нескольких километров. Таблица 3 дает цифры, показывающие, что остаточная ионизация при удалении от уровня моря вверх сперва слегка понижается (вследствие ослабления земных радиоактивных излучений), а затем сильно увеличивается<sup>1)</sup>. Увеличение остаточной ионизации с высотой показывает, что эту ионизацию следует объяснить действием какого-то излучения, попадающего в земную атмосферу извне, из межпланетного пространства. Это излучение, обнаруженное Гессом<sup>[21]</sup>

Таблица 3 [19, 20]

Высота над уровнем моря в км	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0	8,0	9,0
Число ионов, образующихся в течение 1 сек в 1 см <sup>3</sup> воздуха, по сравнению с тем же числом над уровнем моря	- 1,5	+ 1,2	+ 4,0	+ 8,3	+ 16,5	+ 28,7	+ 44,2	+ 61,3	+ 80,4

путем наблюдения остаточной ионизации и исследованное Колгеустером, названо всепроникающим или космическим излучением. Его не следует смешивать с различного рода излучениями ( $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -лучи), идущими от солнца и ионизирующими верхние слои земной атмосферы, так как эти излучения не проникают через толщу атмосферы до земной по-

<sup>1)</sup> Наблюдения произведены при помощи „баллонов-зондов“ — воздушных шаров, снабженных самозаписывающими приборами.

верхности, а на больших высотах всецело поглощаются свинцовой оболочкой, внутри которой наблюдается действие космического излучения.

Наиболее простой метод изучения свойств какого-либо излучения — это исследование его поглощения различными телами. Из наблюдения в области рентгеновских лучей, где мы имеем экспериментальные способы определения их длины волны, а также возможность теоретического ее подсчета, установлено, что поглощение излучения типа рентгеновских и  $\gamma$ -лучей тем меньше, чем короче длина волны  $\lambda$  и чем больше квант энергии  $h\nu$ . Поглощение „всепроникающего“ излучения было измерено в толстых слоях воды путем опускания приборов в соответствующей защите на большие глубины в воду горных озер. Поглощение оказалось, как и следовало ожидать, ввиду легкого проникновения этих лучей через свинец, меньше, чем для самых коротких  $\gamma$  лучей, отсюда — наименование „всепроникающее излучение“. Космические лучи оказались неоднородными. Делая заключения на основании известного для рентгеновских и  $\gamma$ -лучей количественного соотношения между коэффициентом поглощения и  $\lambda$ , пришли к выводу, что отдельным составным частям космического излучения следует приписать длины волн, лежащие около  $0,0063 \text{ \AA}$ , около  $0,00038 \text{ \AA}$  (Милликен и Боуен) и около  $0,00021 \text{ \AA}$  (Милликен). Есть и другое толкование природы всепроникающего излучения, рассматривающее это излучение хотя бы в некоторой его доле как поток чрезвычайно быстро движущихся заряженных частиц (очень быстрые  $\alpha$ - и  $\beta$ -лучи). За последнее время это толкование получило экспериментальную базу благодаря обнаружению отклонения космических лучей в магнитном поле земли.

Если считать космические лучи очень короткими электромагнитными волнами и поставить вопрос, каким же процессам могут соответствовать кванты энергии  $h\nu$  таких лучей, то придется заключить, что такой величины кванты должны излучаться при процессе образования атомных ядер легких металлов из составляющих их элементарных частиц. Высказывались также предположения, что наиболее коротковолновые космические лучи излучаются при тесном соединении протона и электрона в нейтральную частичку — нейтрон. Высказана и такая мысль, что космические лучи представляют собой поток быстро движущихся нейтронов.

Исследование остаточной ионизации газа приводит физика в область совершенно новых явлений и дает намеки на существование новых, ранее не учитываемых мировых процессов.

За последние годы космические лучи усиленно изучались как при помощи камеры Вильсона, так и другими методами (счетчики Гейгера). Открыто много интересных явлений, разросшихся в целую область физики и далеко выходящих за пределы этой книги.

По отношению к явлениям газового разряда остаточная ионизация имеет то значение, что при всяких условиях в газе можно вызвать явление электрического разряда путем наложения на электроды соответствующей, сравнительно небольшой, разности потенциалов, недостаточной для объяснения разряда эффектом вырывания электронов сильным полем.

## ГЛАВА ДЕСЯТАЯ

### ДВИЖЕНИЕ ИОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗЕ. РАЗЛИЧНЫЕ ТИПЫ ГАЗОВЫХ ИОНОВ

**§ 1. Законы образования и рекомбинации ионов.** Когда газ находится под действием какого-либо ионизатора в нем непрерывно образуются новые ионы. Первоначальным процессом ионизации является расщепление нейтрального атома или молекулы на положительный ион и электрон. При достаточно большом давлении и не слишком сильном поле, т. е. при частых столкновениях и малой величине энергии, накапливаемой электроном в конце каждого свободного пробега, — электроны образуют с молекулами, а иногда и с атомами отрицательные ионы. Отсутствии ионизации путем столкновений 1-го рода при отношении напряженности поля к давлению  $\frac{E}{p}$  порядка  $20 \frac{V/\text{см}}{\text{тор}}$  и меньше, в таких газах как кислород и азот, а также атмосферный воздух, если они содержат хотя бы малейшее количество паров воды, а также значения подвижности отрицательных частиц показывает, что в этом случае свободных электронов в газе нет, все электроны очень быстро образуют отрицательные ионы. К этому случаю относятся выведенные ниже в этом параграфе соотношения.

Число положительных и равное ему число отрицательных ионов которые образуются в  $1 \text{ см}^3$  газа в течение  $1 \text{ сек}$  под действием данного ионизатора, называется „интенсивностью ионизации“. Будем обозначать это число через  $q$ . Под действием ионизатора число ионов  $n$  в  $1 \text{ см}^3$  газа увеличивается не беспредельно, а довольно быстро достигает некоторой постоянной предельной величины, потому что наряду с ионизацией в газе всегда имеют место процессы, уменьшающие концентрацию ионов  $n$  в данной точке, как-то: унос ионов к катоду и аноду током, адсорбция и нейтрализация их на поверхности тел, с которыми газ граничит, а также нейтрализация при встрече частиц противоположного знака в объеме газа. Последний процесс носит название рекомбинации.

Как всякие частицы, ионы в газе подвержены законам диффузии. Если в какой-нибудь части объема, занятого газом, образуется избыточное число ионов или электронов, то они стремятся равномерно распределиться по всему объему, занятому газом. Это движение совершается независимо от движения под действием электрического поля. С таким наложением этих двух движений ионов или электронов одно на другое мы встретимся, например, при описании элементарных процессов, имеющих место в катодных частях и в положительном столбе тлеющего раз-

ряда. Ионы и электроны обладают беспорядочным „тепловым“ движением наравне с молекулами газа.

Рассмотрим условия рекомбинации ионов при отсутствии в газе свободных электронов. Так как рекомбинация какого-либо иона происходит лишь при его встрече с ионом противоположного знака и так как число таких встреч (число столкновений) пропорционально числу ионов противоположного знака, то вероятность рекомбинации для положительного иона пропорциональна числу  $n_-$  отрицательных ионов в  $1 \text{ см}^3$ . Общее число рекомбинаций, имеющих место за  $1 \text{ сек}$  в  $1 \text{ см}^3$ , будет, кроме того, пропорционально числу имеющихся в этом же объеме положительных ионов  $n_+$ . Таким образом, приходим к заключению, что число рекомбинирующих ионов в  $1 \text{ см}^3$  в  $1 \text{ сек}$  выразится через  $\mu \cdot n_- \cdot n_+$ , а в случае, если  $n_+ = n_- = n$ , — через  $\mu n^2$ , т. е. число рекомбинаций пропорционально квадрату числа ионов того или иного знака, содержащихся в  $1 \text{ см}^3$ . Коэффициент пропорциональности  $\mu$  называется „коэффициентом рекомбинации“.

В случае, когда в газе ионизация происходит лишь под действием внешнего ионизатора, между величинами  $q$ ,  $\mu$ ,  $n$  и силой тока  $i$ , проходящего через газ в первом приближении (не учитывая явления диффузии ионов), для стационарного состояния существует соотношение:

$$q = \mu n^2 + \frac{i}{e}, \quad (1)$$

где  $i$  — плотность тока,  $e$  — заряд электрона; число вновь образующихся ионов равно числу исчезающих.

Величина плотности тока  $i$  зависит от числа переносящих ток частиц  $n$  и от скорости их движения. Эта последняя определяется напряженностью электрического поля, вызывающего ток, и, следовательно, разностью потенциалов  $V$  между находящимися в газе электродами. При малой плотности тока  $i$  вторым членом правой части равенства (1) можно пренебречь по сравнению с первым. В таком случае  $n$  можно считать постоянным. Что же касается зависимости скорости движения ионов от напряженности поля, то при малой длине свободного пути, когда ион встречается при своем движении через газ препятствие в виде постоянных столкновений с молекулами газа, его движение совершается, как движение тела в среде с трением. Скорость такого движения пропорциональна движущей силе, а в данном случае пропорциональна напряженности электрического поля. Отсюда согласно равенству (1) вытекает, что пока  $i$  мало, оно будет пропорционально  $V$ , или, другими словами, в этом случае ток, текущий через газ, подчиняется закону Ома. Пусть теперь, наоборот,  $i$  настолько велико, что в (1) можно пренебречь первым членом правой части по сравнению со вторым. Тогда на основании (1)  $i$  будет постоян-

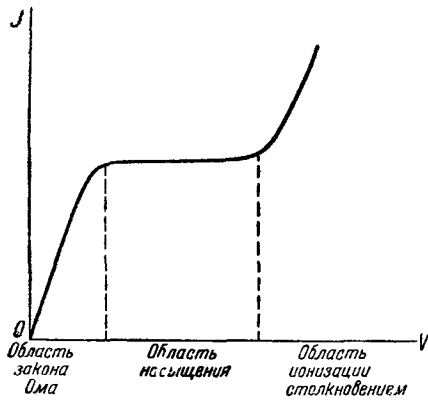


Рис. 114.

ным. Такой ток называется „током насыщения“; он не зависит от  $V$ , и закон Ома в этом случае неприменим. При постепенном возрастании  $i$  от очень малых значений до величины тока насыщения получается зависимость  $i$  от  $V$  в виде некоторой кривой (рис. 114). Закон Ома будет неприменим к газу, конечно, уже задолго до тока насыщения, с того момента, как в (1) нельзя будет более пренебрегать вторым членом правой части по сравнению с первым. При дальнейшем увеличении начнется ионизация частиц газа ударами электронов и кривая тока начнет подниматься вверх.

Перейдем к рассмотрению того, как нарастает плотность ионов  $n$  под действием ионизатора и как она убывает при прекращении этого действия. Диффузию опять в расчет принимать не будем. Для скорости нарастания числа  $n$ , т. е. для  $\frac{dn}{dt}$ , можем написать, что это нарастание равно числу образуемых ионов минус число рекомбинирующих:

$$\frac{dn}{dt} = q - \mu n^2. \quad (2)$$

Чтобы найти интеграл выражения (2), разделяем переменные  $n$  и  $t$  умножением на  $dt$  и делением на  $(q - \mu n^2)$ . Затем разлагаем дробь на две простых и умножаем обе части на  $2\sqrt{\mu q}$ . Получаем

$$\frac{\sqrt{\frac{\mu}{q}} \cdot dn}{1 + \sqrt{\frac{\mu}{q}} n} + \frac{\sqrt{\frac{\mu}{q}} \cdot dn}{1 - \sqrt{\frac{\mu}{q}} n} = 2\sqrt{\mu q} dt.$$

Интегрируя, обозначая постоянную интегрирования через  $\ln B$  и переходя от логарифмов к числам, находим

$$\frac{1 + \sqrt{\frac{\mu}{q}} n}{1 - \sqrt{\frac{\mu}{q}} n} = B e^{2\sqrt{\mu q} \cdot t},$$

или, решая относительно  $n$ :

$$n = \sqrt{\frac{q}{\mu}} \frac{B e^{2\sqrt{\mu q} \cdot t} - 1}{B e^{2\sqrt{\mu q} \cdot t} + 1} = \sqrt{\frac{q}{\mu}} \frac{B - e^{-2\sqrt{\mu q} \cdot t}}{B + e^{-2\sqrt{\mu q} \cdot t}}. \quad (3)$$

Первоначальное число ионов в  $1 \text{ см}^3$  обозначим через  $n_0$ . Полагая  $n = n_0$ , при  $t = 0$ , находим постоянную  $B$ :

$$B = \frac{\sqrt{\frac{q}{\mu}} + n_0}{\sqrt{\frac{q}{\mu}} - n_0}. \quad (4)$$

$n$  стремится асимптотически к стационарному значению  $n_{\infty}$ , которое найдем, полагая в (3)  $t = \infty$ :

$$n_{\infty} = \sqrt{\frac{q}{\mu}}. \quad (5)$$

То же значение получается, полагая в исходном уравнении (2):

$$\frac{dn}{dt} = 0.$$

В том случае, когда действие ионизатора прекращается в некоторый момент времени  $t = 0$  при  $n = n_1$ , (2) превращается в

$$\frac{dn}{dt} = -\mu n^2. \quad (6)$$

Интегрирование уравнения (6) дает

$$n = \frac{n_1}{1 + \mu n_1 t}. \quad (7)$$

Определение величин  $n$ ,  $q$  и  $\mu$  происходит следующим образом. Для определения  $n$  один электрод трубки или сосуда, в котором находится ионизированный газ, соединяется с электрометром, затем на другой электрод на короткое время накладывается большой положительный или отрицательный потенциал. В трубке создается сильное поле, под действием которого все положительные или отрицательные ионы весьма быстро собираются на электрометре. Измеряется заряд  $Q$ , который таким образом получает электрометр. Если  $V$  — объем сосуда, то очевидно, что  $Q$  и  $n$  связаны соотношением:

$$Q = neV, \quad (7')$$

которое и служит для определения  $n$ <sup>1)</sup>,  $q$  определяется из равенства (1) по току насыщения, так как в этом случае членом  $\mu n^2$  можно пренебречь.  $\mu$  определяется из формулы (7), при измерении  $n$  в различные моменты времени. Можно также воспользоваться для этого формулами (5) и (3).

$q$  и  $n$  зависят от ряда условий.  $\mu$  является характерной для данного газа величиной<sup>[6]</sup>. О порядке величины  $\mu$  можно судить по следующей таблице:

Таблица 1

Газ	Воздух	O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O (при 100°C)
$\mu \cdot 10^6 =$	1,603	1,612	1,440	0,868	около 0,86

Опыты, поставленные до сих пор для определения зависимости коэффициента рекомбинации  $\mu$  от давления и температуры газа, дали противоречивые результаты.

В некоторых случаях для  $\mu$  были получены очень большие значения, много больше обычных. Предполагают, что такие ненормальные значения  $\mu$  указывают на два рода явлений. При ионизации газа пучком бы-

стро движущихся  $\alpha$ -частиц (положительные радиоактивные лучи) ионизация происходит не равномерно по всему объему газа, а отдельными каналами, как бы пробитыми в газе  $\alpha$ -частицами. В этом случае  $\mu$  имеет на самом деле нормальное значение, но  $q$  определено заведомо неправильно, так как ионизация происходит лишь в каналах, а ее вычисляют, как будто она происходит во всем объеме газа. Поэтому и для  $\mu$  получаются неправильные преувеличенные значения.

В других случаях ненормально высокое значение коэффициента  $\mu$  объясняется тем, что воссоединение ионов и электронов происходит непосредственно за ионизацией. Электрон в этом случае как бы еще не успел окончательно потерять связь с атомом, и рекомбинация совершается легче, чем при случайных встречах электрона с атомом.

§ 2. Диффузия ионов и электронов. В формулах предыдущего параграфа мы допускали, что диффузией ионов можно пренебречь. Если освободиться от этого допущения и обозначить коэффициент диффузии ионов данного знака через  $D$ , то согласно кинетической теории газов исходное уравнение (2) примет вид

$$\frac{dn}{dt} = D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + q - \mu n^2. \quad (8)$$

Коэффициент диффузии  $D$ , как мы видели в гл. II, в первом приближении выражается формулой

$$D = \frac{L\bar{c}}{3}.$$

В то же время мы знаем, что средняя скорость  $\bar{c}$  частиц, находящихся в беспорядочном тепловом движении, обратно пропорциональна квадратному корню из массы каждой частицы. Поэтому если массы положительного и отрицательного ионов различны, то различны средние скорости их теплового движения и различны коэффициенты диффузии  $D_+$  и  $D_-$ . Пусть  $D_- > D_+$ . Тогда отрицательные ионы будут диффундировать через газ скорее положительных, первыми сядут на стенку и зарядят ее отрицательно. Создается поле, замедляющее движение отрицательных ионов и ускоряющее движение положительных. Положительные ионы, попадая на стенку, будут частично нейтрализовать отрицательный заряд стенки. В результате установится стационарное состояние, при котором стенка будет иметь некоторый определенный отрицательный заряд по отношению к газу, а ионы обоих знаков будут оседать на стенке двумя равномерными потоками, взаимно нейтрализуясь. Такое явление неизменно происходит в разряде, когда вместо отрицательных ионов мы имеем дело с электронами, и называется „амбиполярной диффузией“.

Если продувать ионизированный газ через узкую металлическую трубку, то число ионов, исчезающих путем диффузии на стенках, будет много больше числа ионов, исчезающих вследствие простой рекомбинации внутри самого газа, — это тем вернее, чем уже трубка и больше поверхность стенок по отношению к объему трубки. Число исчезающих ионов можно определить, измеряя  $n$  при входе газа в трубку и при выходе из нее.

1) В отношении методов практического осуществления этих измерений, см. Wien und Nagels, *Handbuch der Experimental Physik*, т. XIII, ч. I, стр. 43 — 48 и указанную там литературу.

Для того чтобы иметь более простые условия опыта и определить  $D$  для ионов одного знака, ионы противоположного знака отсасывают, заставляя газ предварительно пройти через металлическую трубку, заряженную электричеством того же знака, как и ионы, коэффициент  $D$  которых хотят определить. Затем определяют в условиях установившегося стационарного потока заряд  $1 \text{ см}^3$  газа до поступления в трубку, в которой измеряют диффузию, и по выходе из нее и отсюда подсчитывают число ионов, исчезнувших благодаря диффузии на стенки.

Таблица 2

Газ	$D_+$	$D_-$	$\frac{D_-}{D_+}$
Воздух . . . .	0,028	0,043	1,54
Азот . . . . .	0,029	0,041	1,41
Углекислота . .	0,023	0,026	1,13
Водород . . . .	0,123	0,190	1,54
Кислород . . . .	0,026	0,039	1,58

Опытами подобного рода найдены следующие коэффициенты диффузии при  $15^\circ\text{C}$  и атмосферном давлении (см. табл. 2).

**§ 3. Характер движения заряженных частиц в газе. Подвижность ионов и электронов.** Детализируем данное выше представление о движении иона в газе, как о движении тела в среде с трением. При наличии в газе электрического поля напряженности  $E$  движение заряженной частицы — иона или электрона — будет несколько отличаться от обычного хаотического движения частиц газа: на беспорядочное тепловое движение частицы под действием поля будет накладываться направленное движение вдоль силовой линии поля. Путь заряженной частицы от одного столкновения до другого будет уже не прямолинейным, а параболическим, загибающимся в направлении силовой линии. Частица будет постепенно приближаться к электроду, знак заряда которого противоположен знаку заряда частицы. Описываемый частицей за какой-либо промежуток времени  $\Delta t$  путь  $\Delta s$  будет больше, чем то расстояние  $\Delta x$ , которое она за это время проходит в направлении силовой линии. Отношение  $\frac{\Delta s}{\Delta x} = h$  называется „фактором обхода“. Пусть число столкновений, испытываемых заряженной частицей за то же время  $\Delta t$ , равно  $\nu$ . Тогда  $L = \frac{\Delta x}{\nu}$  будет представлять собой величину „среднего свободного пробега частицы в направлении силовой линии поля“. На участке  $\Delta x$  частица приобретает под действием поля добавочную энергию  $eE\Delta x$ . При каждом упругом или неупругом столкновении заряженная частица теряет некоторую часть своей энергии. Пусть доля энергии  $U$ , теряемая частицей при столкновениях на участке  $\Delta x$ , приходящаяся в среднем на одно столкновение, равна  $f$ . Общее количество энергии, теряемой частицей при всех столкновениях на участке  $\Delta x$ , будет равно:  $\nu \cdot f \cdot U$ . Пока  $\nu \cdot f \cdot U < e \cdot E\Delta x$ , энергия частицы при продвижении от одного электрода к другому увеличивается. Вместе с тем увеличивается и скорость этого продвижения. Так как упругие столкновения составляют значительную долю всех столкновений и так как средняя доля энергии  $f$ ,

теряемая частицей при каждом упругом столкновении, постоянна, то с увеличением  $U$  увеличивается и  $\nu f U$ , т. е. увеличивается количество энергии, теряемое частицей на пути  $\Delta x$ . Когда  $\nu f U$  делается равным  $eE\Delta x$ , средняя по времени энергия частицы перестает изменяться, наступает стационарный режим движения частицы и скорость ее продвижения  $v$  делается постоянной. Этот случай обычно имеет место в газе при достаточно высоком давлении и не слишком сильных полях. Та скорость, с которой ион или электрон продвигается в этом случае по направлению силовой линии при напряженности поля равной единице, называется „подвижностью“ электрона или иона. Теория и эксперимент показывают, что для ионов скорость продвижения  $v$  пропорциональна напряженности поля  $v = KE$ , где  $K$  — подвижность. Для электронов зависимость несколько более сложна (см. ниже).

В качестве подвижности иона дается либо скорость в  $\text{см/сек}$  при градиенте поля  $1 \text{ CGSE}$  на  $1 \text{ см}$ , либо скорость в  $\text{см/сек}$  при градиенте  $1$  вольт на  $1 \text{ см}$ . Обозначим подвижность положительного иона через  $u$ , отрицательного через  $v$ . Возьмем в газе  $1 \text{ см}^2$  плоской поверхности, перпендикулярной к направлению электрического поля. Пусть напряженность электрического поля равна  $E$ . Тогда скорость продвижения  $+$  ионов будет  $uE$ , а  $-$  ионов  $vE$ . Число положительных ионов, проходящих через  $1 \text{ см}^2$ ,  $nuE$ , число отрицательных, проходящих через тот же  $1 \text{ см}^2$ , но в противоположном направлении,  $nvE$ . Если заряд каждого иона равен  $e$ , то плотность тока будет

$$i = neuE - nevE = ne(u + v)E. \quad (9)$$

Удельная электропроводность газа будет

$$\Delta = ne(u + v). \quad (10)$$

Опишем некоторые методы определения подвижности. Пусть  $N_1$  и  $N_2$  (рис. 115) представляют собой две помещенные в газ сетки, причем  $N_2$  поддерживается при постоянном потенциале, а  $N_1$  соединена с электрометром. Пусть  $N_2$  положительно по отношению к  $N_1$ . Пусть между  $N_1$  и  $N_2$  на газ действует внешний ионизатор. Тогда при продувании газа через сетки в направлении стрелки от  $N_1$  к  $N_2$  положительные ионы будут двигаться под действием электрического поля справа налево со скоростью  $uE$ , поток газа будет относить их слева направо со скоростью потока газа  $w$ . Ясно, что положительные ионы только в том случае будут попадать на сетку  $N_1$  и соединенный с ней электрометр будет заряжаться положительно, если  $uE > w$ . Для того чтобы определить  $u$ , изменяют скорость течения газа  $w$  от больших скоростей к малым и наблюдают, при какой скорости  $w$  электрометр начнет заряжаться. В этом случае  $uE = w$ . Заряжая сетку  $N_2$  отрицательно по от-

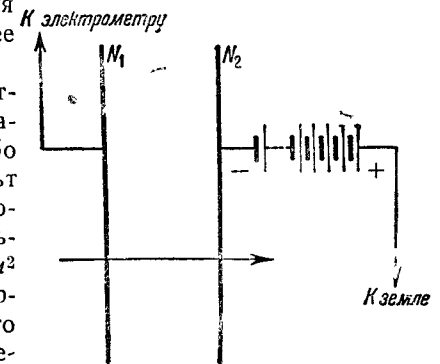


Рис. 115.

ношению к  $N_1$ , таким же образом определяют подвижность отрицательных ионов.

Широкое распространение получил метод Рёзерфорда определения подвижностей. Газ ионизуется на или у поверхности плоского электрода  $B$  (рис. 116). Между  $B$  и параллельным ему вторым электродом  $C$ , находящимся от первого на расстоянии  $d$ , накладывается переменное по времени поле напряженности  $E_0 \sin \frac{2\pi t}{T}$ . Электрод  $C$  заземлен через электрометр  $E$ . Если подвижность имеет постоянную, независящую от напряженности поля величину  $K$ , то путь  $s$ , проходимый ионами за время одного полупериода, в течение которого они двигаются под действием поля от  $B$  к  $C$ , равен

$$s = \int_0^{\frac{T}{2}} KE_0 \sin \frac{2\pi t}{T} dt = \frac{T \cdot KE_0}{\pi}. \quad (11)$$

Если  $s < d$ , то образованные в непосредственной близости от  $B$  ионы не достигают противоположного электрода  $C$  и соединенный с ним электрометр тока не показывает. Для определения подвижности уменьшают расстояние  $d$  или увеличивают период  $T$  или амплитуду напряженности поля  $E_0$ , пока через электрометр не пойдет ток, и находят  $K$  по формуле

$$K = \frac{\pi d}{T \cdot E_0}. \quad (12)$$

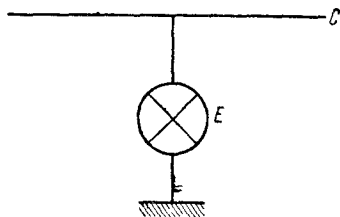


Рис. 116.

При использовании механического прерывателя метод Рёзерфорда может быть использован также и при применении постоянного тока.

Сделав электрод  $B$  в виде сетки, можно определять методом Рёзерфорда подвижность не только ионов, образованных около поверхности электрода  $B$  каким-либо ионизатором, но также и ионов, образованных в газовом разряде между сеткой  $B$  и каким-либо третьим электродом  $A$ , помещенным позади  $B$  (метод Франка).

Третий, заслуживающий большого внимания, способ определения подвижностей заключается в применении запирающих сеток. Пред электродом  $B$  (рис. 117) помещают сетку  $N_1$ , состоящую из ряда параллельных проволок. Такую же сетку  $N_2$  помещают перед электродом  $C$ . Проволоки каждой из сеток присоединяют поочередно к противоположным полюсам источника переменного напряжения, создавая таким образом переменное поле между каждыми двумя соседними проволоками [25, 30].

При надлежащем подборе амплитуды и периода переменного напряжения и расстояния между двумя соседними проволоками сетки  $N_1$  и  $N_2$

пропускают ионы, совершенно не притягивая их к сетке и не уменьшая силы ионного тока, только в те моменты, когда переменное поле между проволоками сетки проходит через нуль. Если между  $B$  и  $C$  наложено постоянное напряжение, ионы полностью могут пройти через запирающие сетки  $N_1$  и  $N_2$  от  $B$  к  $C$  только в том случае, если время пролета от  $N_1$  до  $N_2$  равно целому кратному полупериода переменного напряжения, наложенного на проволоки сетки. Варьируя расстояние между сетками  $d$  или период переменного напряжения  $T$ , определяют, при каких  $d$  и  $T$  ионный ток, проходящий на электрод, имеет максимумы и отсюда подсчитывают  $K_e$ . Способ сеток применим не только к определению подвижности электронов, но также и к отделению электронного тока от ионного [5, 33].

Измерение подвижности ионов является основным методом изучения ионов, образуемых в газах при атмосферном давлении. Нужно заметить, что ионизация газов при атмосферном давлении, в частности атмосферного воздуха, изучалась в значительной степени самостоятельно и независимо от исследования разрядов в газах при низких давлениях из-за необходимости исследовать явления в земной атмосфере. Именно для этого случая введены понятия подвижности, интенсивности ионизаций, коэффициента рекомбинации. Переносить найденные при этих условиях представления и применять численные значения найденных здесь коэффициентов к случаю низких давлений нельзя без должной осторожности.

С другой стороны, те методы отклонения заряженных частиц в электрическом и магнитном поле, которые при низких давлениях дают такие прекрасные возможности определения природы ионов, как „массовый анализ“ Томсона и Астона, при высоких давлениях совершенно неприменимы. Единственным методом изучения природы ионов является в этом случае определение их подвижности. Ионы, образующиеся в земной атмосфере под действием солнечного излучения и других причин, весьма различны. Измерения подвижности этих ионов показали, что результаты сильно зависят от условий опыта: от места земной поверхности, где производится опыт, от времени дня и года, от состояния атмосферы (погоды), от свойств и условий земного покрова в данной местности (суша, море, присутствие или отсутствие растительности), от близости выходящих из глубины источников и т. д. При искусственной ионизации воздуха и других газов подвижность отчасти зависит от природы ионизатора и в сильной степени от возраста ионов, т. е. от времени, протекающего от момента образования ионов до момента измерения их подвижности. Всякое изменение подвижности ионов данного газа рассматривается как изменение природы иона. Те ионы, которые встречаются наиболее часто в данном газе, если он чист, имеет атмосферное

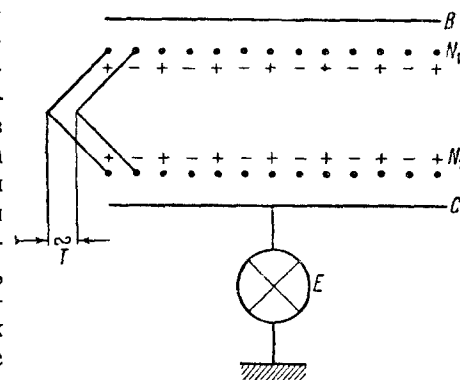


Рис. 117.

давление и комнатную температуру, называются „нормальными“ ионами.

В табл. 3 приведены подвижности нормальных ионов некоторых газов в см/сек.

Таблица 3

Газ	$u$	$v$	$v/u$
Воздух . . . . .	1,372	1,909	1,377
Водород . . . . .	6,70	7,95	1,186
„ . . . . .	5,40	7,43	1,375
„ . . . . .	5,33	10,00	1,876
Азот . . . . .	1,27	1,84	1,449
Кислород . . . . .	1,29	1,79	1,387
Углекислота . . . . .	0,81	0,85	1,049
Водяной пар (100°C)	1,10	0,95	0,864
Этиловый спирт (79°C) . . . . .	0,39	0,41	1,051
Ацетон (тем. кип.)	0,31	0,29	0,935

Как видно из этой таблицы, подвижность тем меньше, чем тяжелее, больше и сложнее (органические вещества) молекула газа или пара. Порядок величины подвижностей положительного и отрицательного ионов один и тот же.

Совокупность всех сведений о газовых ионах при низких давлениях (данные, полученные при помощи масс спектрографа) и данные о подвижности ионов при атмосферном давлении приводят к представлению о существовании следующих родов ионов:

1) Первичные продукты распада молекулы или атома: положительный молекулярный ион (Molekulation) — молекула или атом газа, лишенные одного валентного электрона, с одной стороны, и отрицательный ион в виде свободного электрона, — с другой (Elektronion).

2) Упомянутые выше „нормальные ионы“, характерные для газа при большом давлении и не слишком высокой температуре. Эти нормальные ионы могут представлять собой комплекс, состоящий из одного иона и нескольких молекул, но возможны и случаи, когда положительный нормальный ион ничем не отличается от молекулярного иона, а отрицательный нормальный ион представляет собой молекулу или атом с лишним электроном. Нормальные ионы называют также „молионами“ (Molion).

3) „Медленные“ или „тяжелые“ ионы, образующиеся путем соединения нормальных ионов с крупными посторонними газу частицами или путем образования вокруг иона комплекса из большого числа молекул или атомов газа.

При рассмотрении явлений разряда в газах при низких давлениях наиболее часто встречаются ионы первой из вышеперечисленных категорий. Все другие ионы, в том числе и отрицательно заряженные атомы или молекулы, являются уже ненормальными тяжелыми ионами.

„Легкие“ (с точки зрения явлений, имеющих место при атмосфер-

ном давлении) ионы начинают появляться в газе при давлениях 100 мм Hg и ниже.

Что касается зависимости подвижности ионов от таких факторов, как давление и температура, то нужно заметить, что изменение этих факторов влечет за собой и изменение природы ионов, и потому поставленные до сих пор исследования не дают однозначного результата. При неизменной природе иона подвижность его обратно пропорциональна давлению газа.

Результаты измерения подвижности ионов в смесях газов при больших давлениях приводят к тому, что обычно в этих смесях нет, как можно было бы ожидать, ионов, соответствующих каждой компоненте смеси в отдельности, а образуются один род положительных и один род отрицательных ионов, причем подвижность этих ионов можно подсчитать по правилу смешения из подвижности нормальных ионов газов, составляющих данную смесь. Некоторые газы, в особенности пары воды, при прибавлении их к чистому газу, хотя бы в очень небольшом количестве, очень сильно уменьшают подвижность ионов, в особенности отрицательных. Кроме паров воды, так же действуют (в убывающем порядке по величине этого эффекта) пары спиртов, жирных кислот, ацетона, хлороформа, эфиров; весьма слабо действуют углеводороды. Уменьшение подвижностей объясняется образованием молекулами примеси сложных ионных комплексов. В этом отношении для явлений газового разряда при низких давлениях весьма важно установленное наблюдениями над подвижностью при больших давлениях большое сродство молекул воды к отрицательным ионам, в том числе и электронам. Прилипанием электронов к молекулам воды объясняется, как увидим в гл. XII, влияние следов водяного пара на потенциал зажигания разряда и вообще резкое изменение поведения газа при разряде в присутствии этих следов.

Чтобы иметь представление о порядке величины подвижностей ионов более легких и более тяжелых, чем нормальные (табл. 3), при атмосферном давлении, заметим, что в очень чистых инертных газах Франком наблюдались следующие подвижности отрицательных ионов (повидимому, электронов):  $N_2$  — 120; Ar — 206;  $H_2$  — 500 см/V сек<sup>2</sup>. С другой стороны, при различных способах ионизации газа наблюдались „тяжелые“ ионы с подвижностями, в 100—10 000 раз меньшими, чем подвижности нормальных ионов.

Большинство описанных в литературе измерений подвижностей положительных и отрицательных ионов произведено при малых значениях  $\frac{E}{p}$ , т. е. при больших давлениях и не слишком больших напряженностях поля. В этих условиях подвижности оказываются независимыми от напряженности поля. Измерения, произведенные некоторыми авторами при атмосферном давлении и напряженностях поля свыше 10 kV дали противоречивые результаты. Из исследования коронного разряда Таунсенда [47] можно заключить, что влияние напряженности поля на подвижность атмосферного воздуха очень сильно зависит от степени влажности воздуха. В тщательно просушенном воздухе, но без дополнительной просушки прибора, в котором производились измерения, Таунсенд наблюдал



увеличение подвижности с увеличением  $\frac{E}{p}$ . При тщательной просушке всего прибора подвижность при том же  $\frac{E}{p}$  увеличилась еще в несколько раз. При  $\frac{E}{p} > 20 \frac{V/cm}{\text{тор}}$  в атмосферном воздухе и в азоте наблюдается ионизация соударениями свободных электронов. Поэтому при  $\frac{E}{p} > 20 \frac{V/cm}{\text{тор}}$  для этих газов увеличение кажущейся подвижности отрицательных ионов за счет появления свободных электронов вполне естественно. Однако надежных измерений в этой области для воздуха нет, равно как и для интервала от  $\frac{E}{p} = 10$  до  $\frac{E}{p} 20 \frac{V/cm}{\text{тор}}$ . При теоретическом подсчете подвижности ионов допускают, что все столкновения ионов с молекулами газа совершаются по закону упругого удара. Применяя к этому случаю закон сохранения импульса и закон сохранения энергии, приходят к формуле, данной для подвижности иона впервые Ланжевенном:

$$K = 0,815 \frac{e\lambda}{mg'} \sqrt{\frac{m+M}{m}} = 0,75 \frac{e\lambda}{mc'} \sqrt{\frac{m+M}{m}}, \quad (13)$$

где  $e$  — заряд иона,  $m$  и  $M$  — соответственно, массы иона и нейтральной молекулы,  $g'$  — средняя квадратичная,  $\bar{c}'$  — средняя арифметическая скорость беспорядочного движения,  $\lambda$  — средний свободный пробег иона в данном газе. Так как средняя энергия теплового движения иона и молекулы вследствие постоянного обмена энергией при столкновениях одна и та же, то

$$\frac{mg'}{2} = \frac{Mg}{2}, \quad (14)$$

где  $g$  относится к нейтральной молекуле, и вместо (13) можно написать

$$K = 0,815 \frac{e\lambda}{Mg} \sqrt{\frac{m+M}{m}} = 0,75 \frac{e\lambda}{Mc'} \sqrt{\frac{m+M}{m}}. \quad (15)$$

(13) можно применить к электрону, если под  $K$  подразумевать отношение направленной скорости электрона к напряженности поля  $E$ . Однако надо иметь в виду, что вследствие малой потери энергии электроном при упругих столкновениях, средняя энергия беспорядочного движения электрона много больше средней энергии теплового движения молекул; равенство (14) уже не имеет места и для полного решения задачи придется подсчитывать энергию электрона. Если обозначить энергию электрона через  $U$ , средний свободный путь электрона через  $\lambda_e$ , долю энергии, теряемую электроном в среднем при одном упругом столкновении через  $f$ , причем  $f = 2 \frac{m}{M}$ , и допустить, что средней энергией теплового движения молекулы можно пренебречь по сравнению со средней энергией беспорядочного движения электрона  $U$ , то для  $U$  получается выражение:

$$U = \frac{E}{\alpha} \frac{e^{2\alpha x} - 1}{e^{2\alpha x} + 1}, \quad (16)$$

где  $\alpha = 4,536 \cdot \frac{m}{\lambda_e^2 M}$ , а  $x$  — расстояние, пройденное электроном в газе от начала движения ( $U=0$ ) при постоянной напряженности поля  $E$ .

Формула (16) рисует нам картину постепенного нарастания скорости электрона в газе. Встречается и противоположный случай, когда попадающий в данный объем газа быстрый электрон (например,  $\beta$ -частица) постепенно теряет при столкновениях свою энергию, пока не образует отрицательного иона. Подобное же явление происходит и с быстрыми ионами (например,  $\alpha$ -частицы), постепенно теряющими энергию, пока она не сравняется со средней энергией частиц газа. В том и другом случае то расстояние, на которое проникает в газ электрон или ион с повышенной скоростью, называется „длиной пробега“ быстрого электрона или иона в данном газе (не смешивать с длиной свободного пути). Длина пробега обратно пропорциональна давлению и обычно приводится к единице давления (1 тор). Разделив числитель и знаменатель выражения (16) на  $e^{2\alpha x}$ , находим для большого  $x$ , т. е. для движения электрона, установившегося в результате равновесия между энергией, приобретаемой электроном в поле и теряемой им при столкновениях:

$$U_{\text{предельное}} = \frac{E}{\alpha}. \quad (17)$$

Подстановка соответствующего значения  $g'$  в (15) дает для

$$K_e = \frac{0,842}{\sqrt{E}} \sqrt{\frac{e\lambda_e}{Mm}} = \frac{0,707}{\sqrt{E}} \sqrt{\frac{e\lambda_e V f}{m}}. \quad (18)$$

Так как  $K_e$  в данном случае — отношение  $\frac{v}{E}$ , то для скорости продвижения электрона в газе  $v$  при наличии одних упругих столкновений и при возможности пренебречь средней энергией теплового движения молекул по сравнению с электроном, находим:

$$v = K_e E = 0,842 \sqrt{\frac{e\lambda_e}{Mm}} \sqrt{E} = 0,707 \sqrt{\frac{e\lambda_e V f}{m}} \cdot \sqrt{E}. \quad (19)$$

Скорость продвижения электрона в газе в этом предельном случае пропорциональна не первой степени напряженности поля, а  $\sqrt{E}$ .

При наличии неупругих столкновений электрона, решение задачи о подвижности усложняется: при возбуждении различных уровней атома или его ионизации потери энергии электрона различны, функции вероятности неупругих столкновений имеют сложный вид и  $v$  пропорционально  $E^n$ , где  $1 > n > \frac{1}{2}$ . Приведенные выше формулы не могут особенно точно соответствовать действительности еще и потому, что длина свободного пути электрона в газе, как показал Рамзауер, зависит от скорости электрона, а распределение электронов по различным направлениям после упругих и неупругих соударений не соответствует распределению, имеющему место в случае удара упругих шаров, когда имеет место равномерное по всем направлениям распределение. В лите-



ратуре имеется целый ряд попыток подойти к распределению электронов по направлениям, на основе волновой механики. Эти попытки привели к результатам, довольно хорошо соответствующим опыту в случае упругих столкновений электронов, как показывают кривые рис. 118. На рис. 118а сплошная и пунктирная кривые — результаты теоретических подсчетов, основанных на двух различных исходных допущениях, касающихся атомных полей; кружочки — экспериментальные данные [40]. На рис. 118б сплошные кривые — экспериментальные; пунктирные

кривые — теоретические [33]. Для неупругих столкновений совпадение теории с опытом менее хорошее. Наличие ряда максимумов в кривых распределения рассеянных электронов по направлениям можно рассматривать как дифракцию электронных волн [46], вызываемую наличием на пути этих волн рассеивающего атома [1, 3, 4, 7, 8, 9, 22, 24, 27, 40, 33, 41, 43, 45].

Теоретические подсчеты, являющиеся по указанным выше причинам лишь приближенными, и довольно трудные экспериментальные измерения показали, что распределение скоростей беспорядочного движения электронов

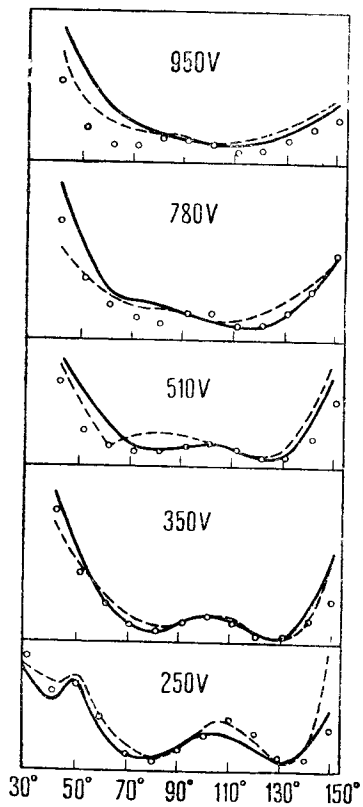


Рис. 118а.

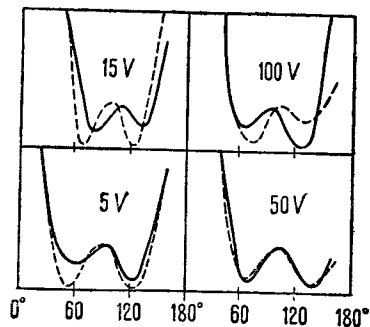


Рис. 118б.

близко к максвелловскому, хотя и не вполне соответствует последнему [2, 23, 26, 28, 29, 31, 32, 33, 34, 35, 39, 42, 44].

§ 4. Длина свободного пути электронов и ионов. Эффект Рамзауера. Обычные представления кинетической теории, при учете того, что размеры электрона чрезвычайно малы, а скорость движения очень велика по сравнению с размерами и скоростью молекул газа, приводят, как мы видели в гл. II, к тому, что средняя длина свободного пути электрона в газе в  $4\sqrt{2}$  раза больше средней длины свободного пути молекулы газа. Опыт показывает, что эти упрощенные представления

не совсем правильны и что длина свободного пути электрона в газе зависит от скорости движения электрона. Обнаружено это было Рамзауером [11] прежде всего для движения электронов в благородных газах. Схема опытов Рамзауера такова. Под действием пучка ультрафиолетовых лучей металлическая пластинка  $Z$  эмитирует электроны (рис. 119). Эти электроны ускоряются полем между  $Z$  и сеткой  $N$ , натянутой перед отверстием  $B_1$ . Через  $B_1$  электроны вступают внутрь металлической камеры, разделенной на отдельные сектора перегородками с отверстиями  $B_2, B_3, B_4, B_5$ . Все эти отверстия, а также отверстия  $B_6, B_7, B_8$  в камерах  $A_1$  и  $A_2$  лежат на одной и той же окружности радиуса  $R$ . При помощи электромагнита в камерах  $A_3, A_1, A_2$  возбуждается магнитное поле, направленное перпендикулярно к плоскости чертежа. Под действием этого поля электроны двигаются по кругам, радиусы которых при данном напряжении поля зависят от скорости движения электрона. Таким образом через отверстия  $B_1, B_2, B_3, B_4, B_5, B_6, B_7$  и  $B_8$  проходят только те электроны, скорости которых лежат в узких пределах около величины  $v = cRH \frac{e}{m}$ .

Напряженность магнитного поля  $H$  подбирается в соответствии с ускоряющей электронами разницей потенциалов так, чтобы скоростью  $v$  обладало наибольшее число электронов пучка. Камеры  $A_1$  и  $A_2$  служат фарадеевыми клетками, улавливающими электроны. Соединяя камеры  $A_1$  и  $A_2$  одновременно с электрометром, измеряют

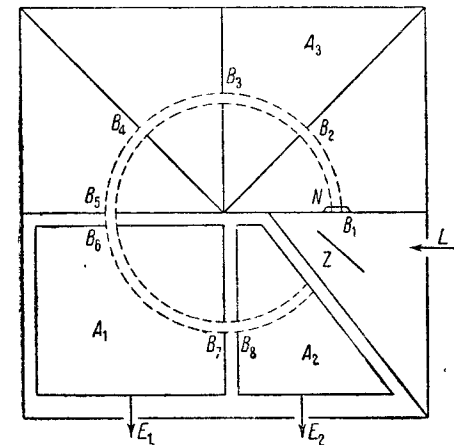


Рис. 119.

ток, соответствующий потоку электронов, прошедшему часть окружности до отверстия  $B_6$ . Соединяя с электрометром лишь одну камеру  $A_2$ , измеряют ток, соответствующий электронам, прошедшим по тому же кругу до отверстия  $B_8$ . Разделив ток на заряд электрона, находят соответствующие числа электронов. Разность между числами электронов, долетевшими до  $B_6$  и до  $B_8$ , дает число электронов, выбывших из пучка вследствие столкновений на пути от  $B_6$  до  $B_8$ . Всматриваясь в это явление более глубоко, увидим, что для того чтобы электрон выбыл из числа электронов, описывающих круговой путь, достаточно небольшого изменения скорости электрона или небольшого изменения направления его движения. То и другое может произойти лишь вследствие взаимодействия между молекулами газа и электронами. Таким образом правильнее говорить не о числе столкновений электронов с молекулами, а о числе взаимодействий и выводить отсюда, как это делает Рамзауер, радиус сферы действия молекулы данного газа по отношению к электронам определенной скорости. Рамзауер характеризует эту величину численно „суммой поперечных

сечений сфер действия" или просто „эффективным сечением“ (Wirkungsschnitt)  $Q$  всех молекул, находящихся в  $1 \text{ см}^3$ .

Выделим в газе тонкий плоский слой, площадью поверхности в  $1 \text{ см}^2$  и толщиной  $dx$ . Сумма эффективных сечений молекул в слое будет  $Qdx$ . Если электроны равномерно распределены по всему сечению слоя, то число электронов, выбывающих из первоначального пучка

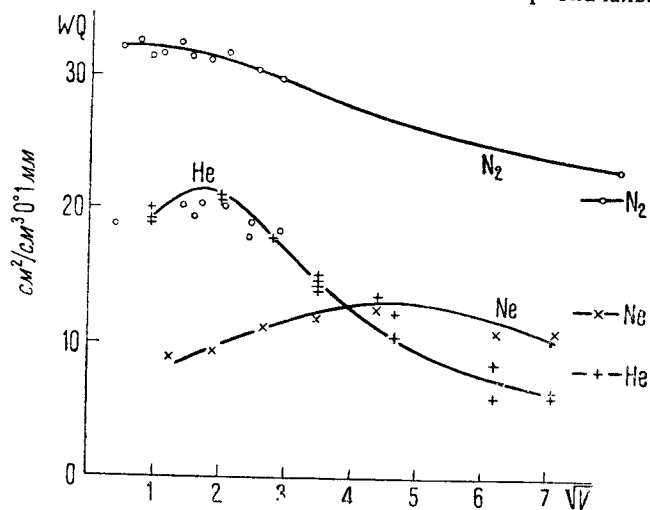


Рис. 120.

электронов вследствие взаимодействия с молекулами внутри слоя, равно  $n_0 Qdx$ . С другой стороны, если  $\lambda_e$  — средняя длина свободного пути электрона, то число электронов, выбывающих из пучка на пути  $dx$ , равно  $n_0 \frac{dx}{\lambda_e}$ . Отсюда находим  $\lambda_e = \frac{1}{Q}$ , т. е. длина свободного пути электрона в газе равна обратной величине суммы эффективных сечений молекул.

На рис. 120 и 121 приведены кривые, у которых величина  $Q$  служит ординатой, а по оси абсцисс отложена пропорциональная скорости электронов величина квадратного корня из разности потенциалов, ускоряющей электроны до вступления в магнитное поле. С правой стороны каждого чертежа приведена величина, соответствующая диаметру молекул газа, как они получаются в кинетической теории газов. Кривые Рамзауера показывают, что при ускоряющих потенциалах  $V$  порядка 50 В эффективные сечения молекул по отношению к электронам, а следовательно, и свободные длины путей электронов в благородных газах более или менее соответствуют данным кинетической теории: При уменьшении скорости движения электронов эффективное сечение моле-

1) Путь  $x + dx$  проходят  $n_0 e^{-\frac{x+dx}{\lambda_e}}$  электронов, путь  $x$  соответственно  $n_0 e^{-\frac{x}{\lambda_e}}$ . Вычитаем одно из другого, разлагаем в ряд, делаем сокращение подобных членов и пренебрегаем высшими степенями  $\frac{dx}{\lambda}$ .

кулы увеличивается, проходит через максимум, снова падает и становится очень малой при  $V$  порядка 1 В. Максимум лежит примерно при скоростях, эквивалентных таким  $V$  (в вольтах):

He	Ne	Ar	Kr	Xe
3,2	25	13,2	11,3	6,4

Измерения при очень малом  $V$  (доли вольта — здесь трудно достичь большой точности) показали, что с дальнейшим уменьшением скорости электрона эффективное сечение молекул, повидимому, вновь увеличивается.

Опыты Рамзауера были повторены другими исследователями при значительных видоизменениях метода и дали такой же ход кривых эффективного сечения в зависимости от скорости электронов. Сам Рамзауер и его школа продолжили эти исследования в отношении большого числа газов и установили связь между общим ходом кривых ( $WQ - \sqrt{V}$ )

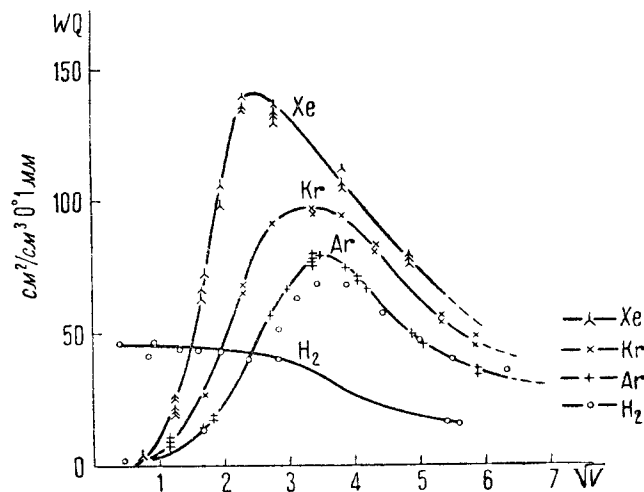


Рис. 121.

и строением молекулы газа [12, 14, 15, 16, 17, 20, 21]. Так, кривые имеют одинаковый вид для  $N_2$  и  $CO$ , содержащих одинаковое число электронов в молекуле, или, например для молекул, внешние электроны которых образуют „насыщенные“ симметричные оболочки (атом аргона,  $CH_4$  и др.).

Эффективное сечение несколько различно в зависимости от того, о каком взаимодействии идет речь: упругое столкновение, возбуждение того или иного энергетического уровня атома или молекулы, ионизация и т. д. Как и неравномерное рассеяние, эффект Рамзауера является следствием волновой природы электрона и может рассматриваться как своеобразное следствие дифракции этих волн на атомах. Методы волновой механики дают возможность количественно подсчитать эффект Рамзауера.

Благородные газы играют большую роль при практических применениях газоразрядов. Длина свободного пути электрона в них меняется весьма сильно (Ar около 100 раз). Поэтому эффект Рамзауера должен быть учтен при уточнении теории газоразрядов. В последнее время Рамзауер и его сотрудники перешли к исследованию эффективного сечения молекул по отношению к положительным ионам [13, 18, 19, 36, 37, 38].

ГЛАВА ОДИННАДЦАТАЯ

ТЕОРИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ЗАРЯДОВ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА В ДАННОЙ ТОЧКЕ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА

§ 1. Пространственный заряд. Формулы Ленгмюра. Говоря о движении электронов и ионов в газе, мы принимали до сих пор во внимание лишь электрическое поле, созданное зарядами граничащих с газом электродов, и не учитывали взаимного отталкивания или притяжения самих заряженных частиц (ионов и электронов). Между тем, мы знаем, хотя бы из опытов снятия характеристики катодной лампы, что эти силы имеют большое значение и существенно изменяют движение частиц. При учете этого взаимодействия вводят представление о пространственных зарядах и расчет ведут так, как будто заряд частиц, находящихся в данном небольшом объеме, был распределен равномерно по всему этому объему. Величину  $\rho = ne$  или количество электричества, приходящееся на 1 см<sup>3</sup>, отождествляют с плотностью пространственного заряда и в основу вычислений кладут основное уравнение электростатики, называемое уравнением Пуассона:

$$\nabla^2 V = -4\pi\rho. \quad (1)$$

При решении задачи нас может интересовать, с одной стороны, распределение поля, с другой — зависимость интенсивности электронного или ионного тока на данный электрод от наложенного на этот электрод потенциала. Ленгмюр<sup>[1,2]</sup> дал решение задачи для вакуумной катодной лампы с плоскими, цилиндрическими и шаровыми электродами и затем применил свои решения к явлениям в газовом разряде.

Проведем ось  $X$  перпендикулярно к поверхности катода. Пусть поверхность катода представляет собой безграничную плоскость. Пусть анод — такая же плоскость, параллельная плоскости катода и находящаяся от нее на расстоянии  $x_0$ . Положим, что между катодом и анодом настолько высокий вакуум, что действием оставшихся молекул газа на движение электронов и образование положительных ионов можно пренебречь. Катод находится при потенциале нуль, анод — при потенциале  $E_a$ .

Упростим задачу, предположив, что:

1) Начальная скорость электронов, покидающих катод, равна нулю. Ошибка, вносимая этим допущением, будет тем меньше, чем больше  $E_a$  по сравнению с средней скоростью вылетающих из катода электронов — скоростью порядка 0,2 экв. вольт при обычной температуре раскаленного вольфрамового катода 2400—2500° К.

2) Электронов около волоска всегда очень много. Это допущение возможно, пока ток на аноде  $I_a$  далек от тока насыщения. При достижении насыщения вывод перестает быть приложимым.

3) Пространственный заряд создает такое распределение потенциала  $V$  между электродами, что непосредственно у поверхности катода градиент потенциала равен нулю, т. е.  $\left(\frac{dV}{dx}\right)_{x=0}$ . Это допущение необходимо сделать, если принять допущение первое. Если бы напряженность поля у поверхности катода была больше нуля, то все эмитируемые электроны немедленно направлялись бы к аноду,  $I_a$  равнялось бы „току насыщения“ при всяком сколь угодно малом потенциале анода и никакого задерживающего движение электронов действия пространственного заряда не было бы. Если бы  $\frac{dV}{dx}$  у катода было меньше нуля, то при наличии первого условия ни один электрон, освобождающийся на катоде, не мог бы достигнуть анода.

В рассматриваемом нами случае, в котором (вследствие симметрии) эквипотенциальные поверхности должны быть параллельны катоду, уравнение (1) принимает вид:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\rho. \quad (2)$$

Кроме того, можем написать хорошо известное нам „уравнение живых сил“ в применении к электрону, покинувшему катод с нулевой начальной скоростью:

$$\frac{mv^2}{2} = eV. \quad (3)$$

Наконец, обозначая ток с единицы поверхности катода через  $i$ , будем иметь:

$$i = -\rho v^1). \quad (4)$$

Исключая  $\rho$  и  $v$  из (2), (3) и (4), находим:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 2\sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{m}{e}} i V^{-\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

При стационарном режиме плотность отрицательного заряда должна быть постоянной в каждой точке поля и электронный ток  $i$  постоянным по времени и одинаковым на всех расстояниях  $x$  от катода. Поэтому величину  $i$  мы должны принимать в уравнении (5) за постоянную величину.

Умножая обе части уравнения (5) на  $2 \frac{dV}{dx} dx$ , интегрируя в пределах от нуля до  $x$  и извлекая квадратный корень из обеих частей, находим, принимая во внимание, что  $V=0$  при  $x=0$  и, кроме того, согласно нашему третьему допущению,  $\frac{dV}{dx} = 0$  при  $x=0$ :

$$\frac{dV}{dx} = \sqrt{8\pi} i \sqrt[4]{\frac{2mV}{e}}. \quad (6)$$

<sup>1)</sup> Знак минус потому, что под  $i$  мы понимаем абсолютную величину плотности тока, а  $\rho$  в данном случае отрицательно.

Разделяя переменные и интегрируя, находим:

$$\int V^{-\frac{1}{4}} dV = \int \sqrt{8\pi i} \sqrt{\frac{2m}{e}} dx + C;$$

$$\frac{4}{3} V^{\frac{3}{4}} = \sqrt{8\pi i} \sqrt{\frac{2m}{e}} x + C;$$

так как, при  $x=0$ ,  $V=0$ , то  $C$  оказывается равным нулю, и, следовательно:

$$\frac{4}{3} V^{\frac{3}{4}} = \sqrt{8\pi i} \sqrt{\frac{2m}{e}} x. \quad (7)$$

Решение уравнения (7) относительно  $V$  дает нам распределение потенциала в пространстве между катодом и анодом:

$$V = \sqrt[3]{\frac{81}{2} \pi^2} \left(\frac{e}{m}\right)^{-\frac{1}{3}} i^{\frac{2}{3}} x^{\frac{4}{3}}. \quad (8)$$

Вставляя в (7) вместо  $x$  расстояние между катодом и анодом, а вместо  $V$  потенциал анода  $E_a$  и решая относительно  $i$ , находим зависимость силы электронного тока с единицы поверхности катода от напряжения на аноде:

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{E_a^{\frac{3}{2}}}{x_0^2}. \quad (9)$$

Равенство (9) представляет собой формулу Ленгмюра „характеристики катодной лампы при плоских электродах“ и часто называется „законом  $\frac{3}{2}$ “.

В том случае, когда катод представляет собой цилиндр радиуса  $r_0$  (например цилиндрическая вольфрамовая нить), а анод — концентричный с первым, цилиндр радиуса  $r_a$  Ленгмюр пользуется цилиндрическими координатами <sup>1)</sup>  $Z$ ,  $r$  и  $\varphi$ . Принимая во внимание, что по условиям симметрии  $\frac{dV}{dZ} = 0$  и  $\frac{dV}{d\varphi} = 0$ , Ленгмюр пишет уравнение (1) в виде:

$$\nabla^2 V = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[ r \frac{dV}{dr} \right] = -4\pi\rho. \quad (10)$$

Уравнение (3) остается в силе. Уравнение (4) заменяется таким:

$$i = -2\pi r \rho v. \quad (11)$$

Здесь  $i$  обозначает электронный ток с единицы длины катода; такой же ток проходит через боковую поверхность любого концентричного с катодом цилиндра высотой в 1 см (поверхность  $2\pi r$ ; ток через единицу поверхности во всех случаях  $\rho v$ ).

<sup>1)</sup> Цилиндрические координаты  $r$  и  $\varphi$  соответствуют „полярным координатам“ на плоскости;  $Z$  есть длина перпендикуляра, опущенного из данной точки на координатную плоскость;  $Z = 0$ .

Исключая  $v$  и  $\rho$  из (3), (11) и (10), находим:

$$r \frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{dV}{dr} = i \sqrt{\frac{2m}{eV}}. \quad (12)$$

Чтобы найти распределение потенциала между цилиндрическими электродами, вызванное пространственными зарядами электронов, или чтобы найти формулу зависимости тока от напряжения в этом случае, надо найти интеграл уравнения (12).

Выражение

$$i = \frac{2V^{\frac{3}{2}}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{r} \quad (13)$$

удовлетворяет уравнению (12) и потому является его частным интегралом. В этом нетрудно убедиться подстановкой.

Но (12) не является точным решением задачи, так как, как нетрудно видеть, третье начальное условие не удовлетворяется им. Поэтому Ленгмюр <sup>[1,2]</sup> и его сотрудник Адамс заменили выражение (13) следующим:

$$i = \frac{2V^{\frac{3}{2}}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{r\beta^2}. \quad (14)$$

Здесь  $\beta$  обозначает некоторую неизвестную нам пока функцию, которую требуется подобрать так, чтобы (14) представляло собой интеграл уравнения (12) и в то же время удовлетворяло всем начальным условиям.

Нахождение  $\frac{dV}{dr}$  и  $\frac{d^2 V}{dr^2}$  из (14) и подстановка этих значений в (12) приводит к новому дифференциальному уравнению:

$$3\beta r^2 \frac{d^2 \beta}{dr^2} + r^2 \left(\frac{d\beta}{dr}\right)^2 + 7\beta r \frac{d\beta}{dr} + \beta^2 - 1 = 0. \quad (15)$$

Ленгмюр и Адамс вводят вместо  $r$  новое переменное  $\gamma$ , определяемое соотношением:

$$\gamma = \ln \frac{r}{r_0}, \quad (16)$$

и преобразовывают (15) в

$$3\beta \frac{d^2 \beta}{d\gamma^2} + \left(\frac{d\beta}{d\gamma}\right)^2 + 4\beta \frac{d\beta}{d\gamma} + \beta^2 - 1 = 0. \quad (17)$$

Интегрирование выражения (17) при помощи ряда приводит к выражению <sup>1)</sup>:

$$\beta = \gamma + \frac{2}{5} \gamma^2 + \frac{11}{120} \gamma^3 - \frac{47}{3300} \gamma^4 + 0,00168 \gamma^5 - \dots \quad (18)$$

Ленгмюр и Блоджетт <sup>[3]</sup> вычислили коэффициенты 14 членов ряда (18) и

<sup>1)</sup> Формула (18) выведена независимо от Ленгмюра также проф. Московского университета С. А. Богуславским.

дали подробную таблицу функции  $\beta^2$  в зависимости от  $\frac{r}{r_0}$ . Для таких значений  $\frac{r}{r_0}$ , при которых ряд (18) сходится недостаточно быстро, был применен способ вычисления  $\beta$  путем численного интегрирования и метода последовательного приближения. Общий ход функции  $\beta^2$  оказывается следующим:  $\beta^2 = 0$  при  $r = r_0$ , затем  $\beta^2$  возрастает, равно единице при значении  $\frac{r}{r_0}$  около 10 и при  $\frac{r}{r_0} = 44,05$  достигает максимума, равного 1,09455. Затем  $\beta^2$  убывает, при значении  $\frac{r}{r_0}$  около 9352 вновь равно единице. Дальше  $\beta^2$  проходит ряд минимумов и максимумов. Максимумы несколько выше, а минимумы несколько ниже единицы, причем амплитуда колебаний величины  $\beta^2$  постепенно уменьшается.  $\beta^2$  стремится к единице при  $\frac{r}{r_0} \rightarrow \infty$ . Таким образом, если пренебречь в выражении (14) величиной  $\beta^2$ , или, что то же, пользоваться вместо него частным интегралом (13), то наибольшая величина ошибки, происходящей от пользования этой приближенной формулой, равна 9,5%. Вообще же величина этой ошибки зависит от отношения  $\frac{r}{r_0}$ . Табл. 1 представляет собой небольшую выдержку из таблицы функции  $\beta^2$  Ленгмюра и Блоджетта.

Таблица 1

$\frac{r}{r_0}$	$\beta^2$	$\frac{r}{r_0}$	$\beta^2$	$\frac{r}{r_0}$	$\beta^2$
1,00	0,0000	80	1,0845	350	1,0397
16	1,0513	90	1,0813	400	1,0362
18	1,0630	100	1,0782	500	1,0307
20	1,0715	120	1,0726	600	1,0266
30	1,0908	140	1,0677	800	1,0209
40	1,0946	160	1,0634	1 000	1,0171
50	1,0936	180	1,0596	1 500	1,0114
60	1,0910	200	1,0562	2 000	1,0082
70	1,0878	250	1,0494	5 000	1,0020
		300	1,0440	10 000	1,9999
				$\infty$	1,0000

Необходимо заметить, во избежание недоразумения при чтении некоторых книг и статей, вышедших до работы Ленгмюра и Блоджетта, что первоначально (в 1913 г.) Ленгмюр и Адамс дали совершенно другую таблицу для функции  $\beta^2$ , пользуясь рядом, который Адамс принял за быстросходящийся, тогда как ряд этим свойством не обладал. По этой таблице  $\beta^2$  быстро приближалось к единице с возрастанием  $\frac{r}{r_0}$ , так что для всех значений  $\frac{r}{r_0}$ , больших 20, которые только и интересны практически,  $\beta^2$  отличалось от единицы лишь в пятом знаке и далее.

На этом основании формула характеристики (13) считалась очень близкой к истинному положению вещей.

Подставляя в (14) численное значение констант, находим для тока с единицы длины катода в амперах при напряжении на аноде  $E_a$  в вольтах:

$$i = 1,468 \cdot 10^{-5} \frac{E_a^{\frac{3}{2}}}{\beta^2 r_a} \text{ ампер.} \quad (19)$$

Для распределения потенциала между цилиндрическими концентрическими катодом и анодом находим:

$$V = \left( \frac{10^6 \beta^2}{1,468} \right)^{\frac{2}{3}} i^{\frac{2}{3}} r_a^{\frac{2}{3}}. \quad (20)$$

Решение задачи распределения потенциала между шаровыми концентрическими электродами, из которых внутренний шар радиуса  $r_0$  служит катодом, и вывод формулы характеристики для этого случая даны Ленгмюром и Блоджетт<sup>[4]</sup> и приводят к формулам<sup>1)</sup>:

$$i = \frac{4\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{E_a^{\frac{3}{2}}}{\rho_a^2}, \quad (21)$$

$$V = \left( \frac{9}{4\sqrt{2} \sqrt{\frac{e}{m}}} i \rho_a^2 \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (22)$$

где  $i$  — полный ток со всей поверхности катода, а функция  $\rho^2$  определяется рядом:

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \gamma - 0,3 \gamma^2 + 0,075 \gamma^3 - 0,01432 \gamma^4 + 0,00216 \gamma^5 - \dots \\ \rho^2 &= \gamma^2 - 0,6 \gamma^3 + 0,24 \gamma^4 - 0,074 \gamma^5 + \dots \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

где

$$\gamma = \ln \frac{r}{r_0}; \quad (16)$$

$\rho_a$  в (22) получаем, подставляя  $r_a$  вместо  $r$ .

Во всех трех разобранных случаях — электроды плоские, цилиндрические и сферические — зависимость тока от напряжения следует „закону  $\frac{3}{2}$ “.

Вследствие перечисленных выше допущений, упрощающих задачу, приведенное выше решение Ленгмюра является лишь первым приближе-

1) Метод решения совершенно аналогичен случаю цилиндрических электродов. Исходное уравнение имеет вид:

$$\frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dV}{dr} = 2\sqrt{2\pi} \sqrt{\frac{m}{e}} i V^{\frac{1}{2}}.$$

нием. Формулы (9), (14) и (21) справедливы лишь для „средней части“ характеристики. При малых  $E_a$  сильно сказывается начальная скорость электронов; характеристика идет выше, чем следует; в частности  $i \neq 0$  при  $E_a = 0$ . При достаточно больших  $E_a$  избытка электронов у катода нет; условие 2 не соблюдается, все электроны, эмиттируемые катодом, идут на анод, ток равен „току насыщения“.

В случае катодной лампы насыщение наступает не одновременно для различных точек нити вследствие падения потенциала вдоль нити и переход от следующей „закону  $3/2$ “ средней части характеристики к прямой насыщения имеет вид постепенного загиба кривой.

Посмотрим теперь, к чему приводит отказ от первого из наших упрощающих задачу условий. Именно допустим, что электроны, покидающие катод, имеют некоторые конечные начальные скорости, распределенные по Максвеллу. Так как при потенциале анода ниже потенциала насыщения не все электроны, покидающие катод, долетают до анода, то в этом случае наличие отрицательного пространственного заряда приводит к тому, что около катода существует поле, замедляющее движение электронов и возвращающее часть из них к катоду. Около анода поле направлено в противоположную сторону, так как потенциал анода выше потенциала катода. Следовательно, при переходе от катода к аноду потенциал сперва убывает, затем возрастает, и на некотором расстоянии от катода существует „поверхность минимального потенциала“. Через поверхность минимального потенциала прорываются к аноду только те электроны, начальная скорость которых превосходит некоторую величину  $v_0$ , определяемую равенством:

$$\frac{mv_0^2}{2} = eV_m, \quad (24)$$

где  $V_m$  — разность потенциалов между катодом и поверхностью минимального потенциала. Шоттки<sup>[5]</sup> показал, что при  $E_a = 0$  поверхность минимального потенциала совпадает с анодом. Лишь при некоторой конечной величине потенциала анода, зависящей от температуры катода, поверхность минимального потенциала отделяется от анода и начинает постепенно приближаться к катоду. При достижении тока насыщения поверхность минимального потенциала сливается с поверхностью катода.

Решение задачи о распределении потенциала при наличии пространственного заряда электронов, эмиттируемых катодом, с учетом начальных скоростей этих электронов представляет большие трудности. Ленгмюр<sup>[6]</sup>, основываясь на работах Шоттки, Эпштейна, Адамса и Грея, детально проработал этот вопрос и дал полное решение задачи для случая плоских электродов. Метод этого решения основан на том, что задаются определенной силой тока и затем, пользуясь рядами или составленными Ленгмюром таблицами, находят для каждой силы тока соответствующее распределение потенциала. В своих выкладках Ленгмюр вводит две величины  $\eta$  и  $\xi$ , являющиеся функциями координаты  $x$ , а именно:

$$\eta = \frac{e}{kT} (V - V_m) = \frac{11600}{T} (V - V_m) \quad (25)$$

(здесь  $V_m$  — потенциал плоскости минимального потенциала,  $V$  — потенциал данной точки поля);

$$\begin{aligned} \xi &= 4 \left( \frac{\pi}{2k} \right)^{\frac{3}{4}} m^{\frac{1}{4}} e^{\frac{1}{2}} T^{\frac{3}{4}} i^{\frac{1}{2}} (x - x_m) = \\ &= 9,174 \cdot 10^5 T^{\frac{3}{4}} i^{\frac{1}{2}} (x - x_m) \end{aligned} \quad (26)$$

( $x_m$  — координата поверхности минимального потенциала,  $x$  — координата данной точки поля).

В последних частях равенств (25) и (26) физические константы заменены их численными значениями, и введены переводные множители, соответствующие подстановке  $V$  в вольтах и  $i$  в амперах.

$V_m$  вычисляется по формуле:

$$V_m = -\frac{T}{11600} \ln \frac{i_s}{i} = -\frac{T}{5040} \lg_{10} \frac{i_s}{i} \text{ вольт;} \quad (27)$$

$x_m$  определяется на основании зависимости между  $\xi$  и  $\eta$ , которую Ленгмюр дает в виде таблиц, а также в виде кривой рис. 122.

Для больших значений  $x$ , т. е. для точек, лежащих между поверхностью минимального потенциала и анодом ( $x > x_m$ ), Ленгмюр выражает  $\xi$  через  $\eta$  при помощи быстроходящегося ряда:

$$\xi = \frac{2}{3} 2^{\frac{1}{2}} \pi^{\frac{1}{4}} \eta^{\frac{8}{4}} + 1,6685 \eta^{\frac{1}{4}} + \dots \quad (28)$$

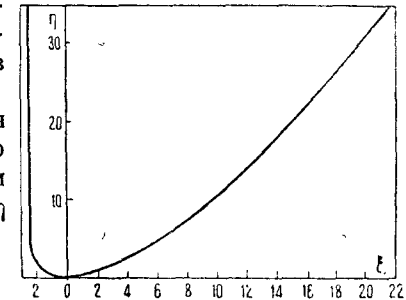


Рис. 122.

Применение (28), (26) и (25) к случаю  $x > x_m$  и исключение  $\xi$  и  $T$  приводят к следующему решению поставленной задачи, если остановиться на втором члене ряда (28):

$$i = \frac{\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{(V - V_m)^{\frac{3}{2}}}{(x - x_m)^2} (1 + 2,658 \eta^{-\frac{1}{2}}). \quad (29)$$

Формула (29) вполне сходна с полученным ранее выражением (9), связывающим ток и потенциал в любой точке поля при начальной скорости электронов, равной нулю; только вместо разности потенциалов данной точки и катода в формулу входит теперь разность потенциалов между данной точкой и поверхностью минимального потенциала, вместо расстояния от катода — расстояние от плоскости минимального потенциала. Кроме того, появился поправочный член. Заменяя константы их численными значениями, вводя переводные множители, позволяющие выразить силу тока в амперах, а потенциал в вольтах, и заменяя  $\eta$  согласно (25), приходим к следующей удобной для практических вычислений формуле:

$$i = 2,334 \cdot 10^{-6} \frac{(V - V_m)^{\frac{3}{2}}}{(x - x_m)^2} [1 + 0,0247 T^{\frac{1}{2}} (V - V_m)^{-\frac{1}{2}}]; \quad (30)$$

$x_m$  находим из равенства (26), вставляя в него нуль вместо  $x$ , а вместо  $\xi$  значение этой величины на катоде  $\xi_1$ :

$$x_m = 1,090 \cdot 10^{-6} T^{-\frac{3}{4}} i^{-\frac{1}{2}} (-\xi_1). \quad (31)$$

$\xi_1$  в свою очередь определяем из  $\eta$  на катоде по таблице Ленгмюра или кривой (рис. 122). Значение  $\eta$  на катоде получим, положив в (25)  $V=0$ , что дает:

$$\eta_{\text{кат}} = \eta_1 = 2,303 \lg_{10} \frac{i_s}{i}. \quad (32)$$

При более точном решении вместо равенства (28) приходится изменять таблицу или кривую Ленгмюра, и весь ход вычислений еще более усложняется. Как при том, так и при другом методе решения, если цель решения — установить зависимость  $i$  от  $E_a$ , приходится прежде всего задаться некоторым определенным  $i$  (нужным для подстановки в самую первую формулу (32)) и найти для него соответствующее  $E_a$ , например, графическим решением уравнения (30) относительно  $V$  при  $x=x_a$ . Повторяя вычисления для достаточного числа различных значений  $i$ , устанавливаем искомую связь между  $i$  и  $E_a$  в виде таблицы или кривой. Для случая цилиндрических электродов Ленгмюр дает формулу<sup>1)</sup>:

$$i = \frac{2 \sqrt{2 \frac{e}{m}}}{9 r_0 \beta^2} \left[ V - V_m + \frac{V_0}{4} \left( \ln \frac{Ve}{\lambda V_0} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}}. \quad (33)$$

Здесь  $\lambda$  — константа, значение которой лежит в пределах между 1 и 2 и которую приходится определять экспериментально.  $V_0$  — потенциал, эквивалентный средней квадратичной начальной скорости электронов и определяемый по формуле<sup>2)</sup>:

$$V_0 = \frac{3}{2} \frac{kT}{e} = \frac{T}{7733}. \quad (34)$$

Вхождение эмпирической константы  $\lambda$  в формулу (33) делает решение неполным. Количественно, по подсчету Ленгмюра, оказывается, что поправка на влияние начальной скорости электронов для величины  $i$  при данном  $E_a$  в случае плоских электродов достигает максимального значения в 40%, а в случае цилиндрических — лишь в 10%.

Таблица 2

$E_a$ в вольтах	Поправка в %
35 . . . . .	+8,1
75 . . . . .	+5,0
130 . . . . .	+3,5

Влияние начальных скоростей хорошо иллюстрируется разбором наблюдения Дешмэна, проверявшего формулу характеристики Ленгмюра (13) вскоре после ее вывода. Принимая  $\lambda$  равным единице, Ленгмюр подсчитывает поправки для этого случая: (см. табл. 2).

<sup>1)</sup> Вывод этой формулы Ленгмюр в своей оригинальной статье не приводит.

<sup>2)</sup> Из соотношения, что средняя энергия теплового движения электрона  $\frac{3}{2} kT$  равна работе  $eV_0$ .

Поправка, вносимая заменой формулы (13) более точной формулой (14), имеет противоположный знак, так как  $\beta^2$  равно для размеров электродов лампы Дешмэна 1,079 и стоит в знаменателе формулы (14). Как видим, в наиболее существенной части характеристики при  $E_a = 35$  В обе поправки как раз компенсируют друг друга. Этим объясняется, что опыты Дешмэна кажущимся образом очень хорошо подтвердили неточную формулу, в которой, с одной стороны,  $\beta^2$  принято равным единице, а с другой — не учтено влияние начальных скоростей электронов.

Работу по отысканию ошибки и по составлению новой точной таблицы функции  $\beta^2$  Ленгмюр предпринял лишь именно потому, что формула (33) показала ему, что между результатами измерений Дешмэна и результатами подсчетов без учета начальных скоростей электронов должна существовать ошутительная разница в 8%.

**§ 2. Простые холодные зонды.** Зонды вводятся в газ с целью определить экспериментально потенциал в данной точке разряда. До работ Ленгмюра применялись простые холодные зонды. В разрядную трубку впивалась тонкая проволока, высывающаяся из окружающей ее стеклянной трубочки на доли миллиметра. Предполагалось, что потенциал кончика проволоки, находящегося в газе, становится равным потенциалу окружающего газа и что, соединяя другой конец проволоки с катодом через электростатический вольтметр, можно определить потенциал данной точки по отношению к катоду. В настоящее время, когда все явления в разрядной трубке мы так или иначе связываем с движением электронов и ионов, стало очевидным, что этот метод измерения потенциала данной точки разряда не может дать сколько-нибудь точных результатов. На зонд, не соединенный вне трубки ни с каким заряженным телом, попадают как электроны, так и ионы. Допустим для упрощения задачи, что количество электронов и ионов в  $1 \text{ см}^3$  одно и то же и что тепловое движение тех и других соответствует одной и той же температуре. Пока зонд не успел зарядиться, число попадающих на его поверхность электронов будет много больше числа попадающих на нее положительных ионов, так как и то и другое числа определяются формулой  $N_1 = \frac{1}{4} \bar{c}n$ , а средняя скорость движения электронов много больше средней скорости движения ионов. Поэтому зонд начнет заряжаться отрицательно. Движение положительных ионов будет ускоряться, движение электронов замедляться. Когда число попадающих на зонд в единицу времени ионов и электронов сравняется, дальнейшая зарядка зонда прекратится. Таким образом зонд приобретет потенциал отрицательный по сравнению с потенциалом окружающих зонд слоев газа. В более сложных случаях — неодинаковая плотность положительных и отрицательных зарядов, неодинаковое температурное движение ионов и электронов, присутствие тяжелых отрицательных ионов и т. п. — явление может быть сложнее и потенциал зонда по отношению к окружающим слоям газа может быть в некоторых случаях положительным. Таким образом простой зонд не только не указывает нам потенциала газа, но — более того — нельзя ввести никакой постоянной (т. е. не зависящей от всей совокупности имеющихся в газе условий) поправки к показаниям такого зонда.

Единственное, что можно определить при помощи простого зонда

более или менее точно — это разность потенциалов между двумя точками, если нам известно, что все условия в обеих точках одинаковы (например, в однородном положительном столбе). Разделив эту разность потенциалов на расстояние между исследуемыми точками, находим среднюю величину напряженности поля в данной части разряда.

**§ 3. Накаленные зонды.** Ленгмюр указал следующий способ определения потенциала в газе, гораздо более надежный, чем применение простого холодного зонда [7]. Представим себе, что в данной точке разрядной трубки мы поместили небольших размеров петельку из вольфрамовой проволоки с двумя отдельными вводами, изолированными от газа.

Накалим проволоку  $AB$  (рис. 123) при помощи батареи  $B_1$ . С поверхности проволоки  $AB$  будет происходить термоионная эмиссия. Присоединим к концу  $A$  нашей проволоки движок потенциометра  $P$ , точка  $C$  которого соединена непосредственно с катодом трубки. Передвигая движок потенциометра, мы будем менять потенциал точки  $A$  по отношению как к катоду, так и к окружающему проволоку  $AB$  слою газа. Если потенциал нити  $AB$  будет выше, чем потенциал этого слоя, то электроны из  $AB$  не будут проникать в газ. Они будут возвращаться об-

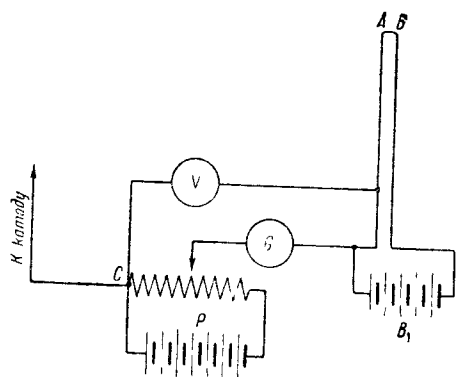


Рис. 123.

ратно в нить  $AB$ . Прибор  $G$  не покажет нам никакого эмиссионного тока. Если потенциал нити  $AB$  будет ниже потенциала окружающего газа, прибор  $G$  покажет эмиссионный ток. Таким образом для определения потенциала данной точки газа по отношению к катоду надо отсчитать показание вольтметра  $V$ , при котором прибор  $G$  начинает показывать эмиссионный ток. Кроме эмиссионного тока, через накаленный зонд будут, конечно, проходить токи, идущие на каждый зонд, причиной которых, как мы видели, является тепловое движение ионов и электронов. Эти токи не зависят от температуры зонда. Поэтому метод применения „накаленного зонда“ сводится к следующему. Снимают две вольтамперные характеристики зонда при холодной нити и при нити, накаленной до заметной термоионной эмиссии. Тот потенциал, при котором обе эти кривые начинают расходиться, как раз и будет искомым потенциалом газа. Точность определения потенциала при помощи накаленного зонда тем больше, чем меньше падение потенциала вдоль нити  $AB$ . Для применимости этого способа необходимо, чтобы нить  $AB$  была защищена от непосредственного электростатического действия катода и анода окружающими пространственными зарядами. При точных измерениях необходимо ввести поправку на контактную разность потенциалов между накаленным материалом нити  $AB$  и материалом того электрода, с которым зонд соединен через потенциометр. При постоянной плотности газа в трубке и постоянной температуре зонда эту контактную разность по-

тенциалов можно считать постоянной при помещении зонда в различных точках. Таким образом при определении разности потенциалов двух точек или напряженности поля эта поправка отпадает. Подобный же метод определения потенциала пространства был предложен Семеновым и Вальтером [8] независимо от Ленгмюра.

**§ 4. Теория зондов Ленгмюра и Мотт-Смита.** Соединим холодный зонд с одним из электродов разрядной трубки через потенциометр и будем снимать характеристику этого зонда от больших отрицательных значений его потенциала по отношению к потенциалу окружающего газа до больших положительных значений. Общий ход получающейся таким образом характеристики представлен на рис. 124.

При сильно отрицательном зонде число попадающих на него быстрых электронов будет исчезающе мало по сравнению с током положительных ионов. Положительные ионы устремляются к отрицательно заряженному зонду; при этом происходит явление, подобное имеющему место около раскаленного катода, эмиттирующего электроны; идущие впереди ионы задерживают движение следующих за ними вследствие существующих между ними электростатических сил отталкивания. Вокруг зонда образуется, как и в случае раскаленного катода, пространственный заряд, в данном случае положительный. Большому отрицательному потенциалу зонда соответствует часть характеристики, представляющая прямую линию с небольшим наклоном. По мере уменьшения отрицательного потенциала зонда на зонд начнут попадать в заметном количестве электроны. Электронный ток будет вычитаться из ионного тока и, наконец (точка  $C$  на рис. 124), ток на зонд переменит свое направление. При дальнейшем повышении потенциала ток электронов на зонд будет быстро возрастать.

При отрицательном потенциале зонда по отношению к газу электронный ток через слой пространственного заряда будет определяться разностью потенциалов между внешней границей этого слоя и поверхностью зонда и будет постепенно возрастать (участок  $CB$  кривой); при положительном потенциале зонда по отношению к газу вокруг зонда образуется слой отрицательного пространственного заряда и все электроны, попадающие вследствие своего теплового движения на внешнюю границу слоя, идут на зонд (ток насыщения; участок  $BD$ ). Скорость теплового движения положительных ионов много меньше, чем скорость движения электронов вследствие большей массы ионов по сравнению с электронами. Поэтому ионный ток на положительно заряженный зонд будет исчезающе

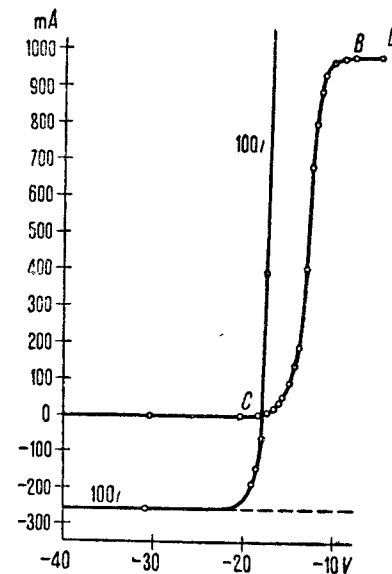


Рис. 124.



мал, тогда как электронный ток на зонд, потенциал которого только немного ниже потенциала окружающего газа, имеет измеримую величину.

Ленгмюр <sup>1)</sup> [9, 10] подробно развил теорию зондов: а) плоских, б) цилиндрических и в) сферических.

а) *Плоский зонд* может быть осуществлен при помощи плоской полоски металла (рис. 125), помещенной на внутренней поверхности стекла разрядной трубки, или в виде введенного в газ небольшого плоского диска. Если такой зонд имеет потенциал, равный потенциалу окружающего его газа и если электроны обладают максвелловским распределением скоростей, то на поверхность плоского зонда в 1 сек, согласно формуле кинетической теории газов, будут попадать  $\frac{1}{4} A n_e \bar{v}_e$  электронов, где  $A$  — поверхность зонда. Плотность электронного тока на зонд, которая в данном случае равна плотности беспорядочного электронного тока в плазме, будет:

$$j_e = \frac{1}{4} e n_e \bar{v}_e. \quad (35)$$

В плазме благодаря тепловому движению электронов такие токи протекают через каждую данную точку во всевозможных направлениях.

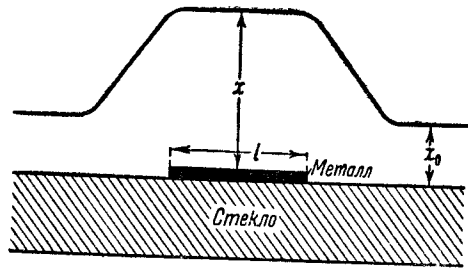


Рис. 125.

Если зонд имеет потенциал  $V$  по сравнению с окружающим газом, так что около зонда существует пространство, в котором потенциал непрерывно меняется, то при максвелловском распределении скоростей среди электронов плотность электронов в непосредственной близости от поверхности зонда будет равна, согласно теореме Больцмана:

$$n_e = n_0 e^{\frac{eV}{kT}}, \quad (36)$$

где  $T$  — абсолютная температура, соответствующая данному максвелловскому распределению скоростей. Согласно формуле (33) гл. II:

$$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}. \quad (37)$$

Таким образом, при потенциале  $V$  зонда по отношению к окружающему газу электронный ток на зонд будет:

$$i = A j_e e^{\frac{eV}{kT}} = A e n_0 \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{\frac{eV}{kT}}. \quad (38)$$

Эта формула приложима к электронному току на зонд только при отрицательном потенциале зонда  $V$  по отношению к окружающему газу.

<sup>1)</sup> Теория этих зондов дана Ленгмюром в сотрудничестве с Мотт-Смитом и все относящиеся сюда работы подписаны ими обоими. В дальнейшем мы позволим себе для краткости употреблять обозначение „зонды Ленгмюра“ „теория Ленгмюра“.

Если отложить по оси абсцисс  $V$ , а по оси ординат  $\ln i_e$ , то в пределах отрицательного  $V$  должна получиться прямая линия, уравнение которой будет:

$$\ln i_e = C + \frac{e}{kT} V, \quad \text{где } C = A j_e. \quad (39)$$

При положительном  $V$  электроны будут ускоряться полем по направлению к зонду.

Притягиваемые зондом электроны, благодаря действующим между ними электростатическим силам отталкивания, образуют облако „пространственного заряда“. Это облако защитит более далекие слои газа от действия положительного заряда зонда <sup>1)</sup>, и на противоположной зонду границе облака или слоя отрицательного пространственного заряда потенциал ничем не будет отличаться от потенциала соседних слоев газа. Внутри слоя потенциал будет постепенно меняться от потенциала зонда до потенциала газа. Согласно условиям симметрии, слой переменного потенциала, или, как мы будем говорить, „слой отрицательного пространственного заряда“, около зонда будет плоским. Кроме плоской границы, параллельной поверхности зонда, слой должен иметь и боковую поверхность, причем эта боковая поверхность будет несколько отодвинута от края зонда (рис. 126), так как слой длиннее и шире зонда.

В результате слой будет иметь поверхность соприкосновения с газом  $A_1$ , несколько большую, чем поверхность самого зонда  $A$ . На внешнюю поверхность слоя вследствие теплового движения будет попадать в 1 сек число электронов  $\frac{1}{4} A_1 n_e \bar{v}_e$ . Все эти электроны попадают на зонд, как бы проваливаясь сквозь слой отрицательного пространственного заряда.

Внутри слоя электроны под действием разности потенциалов  $V$  образуют электронный ток, плотность которого определяется известным нам соотношением (9) между током и потенциалом при плоских электродах, один из которых эмитирует электроны. Роль эмитируемых катодом электронов будут играть электроны, попадающие из газа на внешнюю поверхность слоя. Толщина слоя при стационарном режиме установится такая, что ток на зонд внутри слоя будет как раз равен току, образуемому всеми этими электронами. Зонд в данном случае играет роль анода, тогда как внешняя граница слоя играет роль катода. Площадь поверхности  $A_1$  мало меняется с изменением разности потенциалов  $V$  и потому при положительном  $V$  электронный ток на плоский зонд возра-

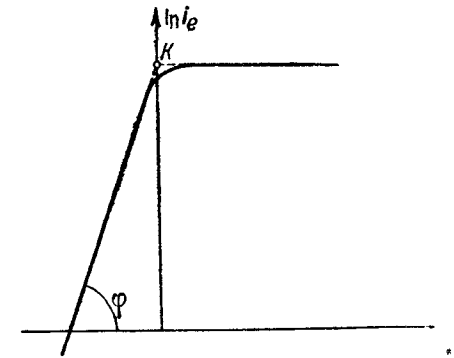


Рис. 126.

1) Нагляднее всего можно представить себе дело так, что силовые линии положительного заряда зонда оканчиваются на электронах „облака“ и потому дальше не проникают.

стает медленнее, чем до этой точки. В результате на кривой  $\ln i_e = f(V)$  (рис. 126) при переходе  $V$  от отрицательных значений к положительным получится довольно резкий изгиб (точка  $K$  рис. 126). Так как при  $V < 0$  на зонд идет не только электронный ток, но и противоположный по знаку ток положительных ионов, то для того, чтобы найти электронный ток, надо к значениям полного тока  $i$ , соответствующего общей характеристике рис. 124, прибавить абсолютную величину тока положительных ионов при данном  $V$ . Эту величину легко получить, экстраполируя прямолинейную нижнюю часть характеристики (рис. 124) в сторону возрастающего потенциала. Чтобы определить потенциал в той точке разряда, куда введен зонд, надо построить кривую  $\ln i_e$  в зависимости от потенциала зонда по отношению к катоду (или аноду)  $V_S$  и определить, какому  $V_S$  соответствует точка  $K$ . Соответствующее  $V_{S0}$ , при котором, согласно вышеизложенному, разность потенциалов  $V$  между зондом и окружающим газом равна нулю, и даст нам как раз искомый потенциал данной точки разряда по отношению к катоду (или аноду). Так как переход от одной части кривой к другой всегда несколько закруглен, то для нахождения  $V_{S0}$  иногда продолжают обе прямолинейные части до их пересечения, как показано на рис. 126. Однако правильнее считать за  $V_{S0}$  абсциссу той точки, где кончается прямолинейная ветвь кривой. Тангенс угла  $\varphi$  наклона прямой при  $V < 0$  (рис. 126) равен  $\frac{e}{kT}$  или  $\frac{11600}{T}$ . Отсюда можно определить температуру  $T$ , соответствующую максвелловскому распределению скоростей среди электронов по формуле:

$$T = \frac{11600}{\operatorname{tg} \varphi}. \quad (40)$$

Прямолинейный ход  $\ln i_e$  служит доказательством максвелловского распределения скоростей среди электронов. Заметим уже сейчас, что температура максвелловского распределения не стоит ни в какой прямой связи с температурой электродов, стенок трубки или того газа, в котором происходит разряд. Она сильно зависит от режима разряда и достигает иногда чрезвычайно больших значений, многих десятков тысяч градусов. Раз известна „температура электронов“, то известна и средняя эффективная (квадратичная) и, далее, средняя арифметическая скорость электронов. Зная эту последнюю величину и электронный ток  $i$  на зонд при потенциале зонда, равном потенциалу газа, можно по формуле

$$i_- = \frac{1}{4} n_e \bar{v}_e e A_1 \quad (41)$$

определить плотность электронов в данной точке разряда  $n_e$ , если известно  $A_1$ , которое в первом приближении можно считать равным  $A_1^1$ . Необходимо заметить, что экстраполяция ионного тока по пунктирной прямой на рис. 124 несколько произвольна и не может быть правильной

<sup>1</sup> Для более точного определения  $A_1$  Ленгмюр дает некоторые приближенные формулы, в которые в случае плоского зонда, лежащего непосредственно на стенке трубки, входит толщина слоя отрицательного пространственного заряда, облегающего стенку рядом с зондом.

на большом протяжении, так как при потенциале зонда, равном потенциалу окружающего газа, ионный ток должен быть равен нулю. Проф. Рожанский предложил<sup>[38]</sup> производить экстраполяцию по параболе. Однако экстраполяция по параболе, не подтвержденная достаточно вескими соображениями, столь же произвольна, как и экстраполяция по прямой, тем более что можно провести целый ряд парабол, одинаково хорошо совпадающих с экспериментальными точками кривой ионного тока при больших отрицательных потенциалах на зонде. Проще поэтому пользоваться экстраполяцией по прямой, тем более что поправка на ионный ток существенна только в самом начале кривой электронного тока, где этот ток одного порядка с ионным.

При сильно отрицательном зонде у поверхности зонда образуется слой пространственного заряда, на этот раз положительного. Правильнее, конечно, и здесь говорить о слое с переменным потенциалом, вызванным расположением положительных зарядов. В этом случае на зонд идет ток положительных ионов  $i_p$ , почти не зависящий от  $V$ , причем в случае максвелловского распределения скоростей

$$i_p = \frac{1}{4} n_p \bar{v}_p e A_2, \quad (42)$$

где  $A_2$  — поверхность слоя положительных ионов со стороны газа. Если бы такое распределение скоростей среди положительных ионов имело бы место на самом деле и если бы мы определили каким-либо способом  $T_+$  а следовательно, и  $\bar{v}_p$ , то из (42) мы знали бы плотность  $n_p$  положительных ионов. Обратное, если мы определим  $n_p$ , (42) даст нам возможность определить  $\bar{v}_p$  и  $T_+$ .

б) В случае цилиндрической формы зонда, введенного в газ, характеристика в общем состоит из тех же основных трех частей, которые были отмечены нами на рис. 124.

По отношению к электронному току при  $V < 0$  приложимы наши прежние рассуждения, а потому остаются в силе формула (39) и прежний метод определения потенциала той точки, в которой помещен зонд, по перегибу кривой  $\ln i_- = f(V)$ . Но при  $V > 0$  теперь уже нельзя утверждать, что все электроны, прошедшие через внешнюю поверхность „слоя окружающего зонд отрицательного заряда“, непременно попадут на зонд. Если скорость движения электрона при попадании его в слой направлена под некоторым углом к радиусу цилиндрического слоя, окружающего зонд, и достаточно велика, то электрон может пролететь через слой по траектории  $ABC$ , не задев поверхности зонда (рис. 127). Только в том случае, когда толщина слоя мала по сравнению с радиусом зонда, т. е. при толстых цилиндрических зондах, можно принимать с достаточной степенью приближения, что все электроны, попадающие на внешнюю поверхность слоя, попадают на зонд, и пользоваться формулой:

$$i_e = 2\pi a l j_e, \quad (43)$$

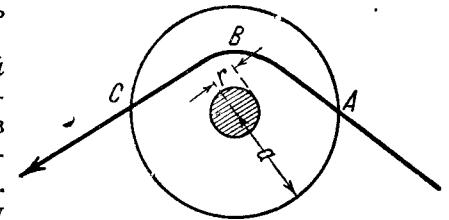


Рис. 127.

где  $a$  — внешний радиус слоя,  $l$  — длина цилиндрического зонда<sup>1)</sup>, а  $j_e$  имеет то же, определяемое равенством (35) значение.

Ленгмюр и Мотт-Смит решили задачу о величине тока на цилиндрический зонд также и для общего случая, когда, по их выражению, ток на зонд „ограничен планетообразным движением электронов или ионов“. Выведенные ими формулы гласят:

$$i = A j f, \quad (44)$$

где  $A$  — поверхность зонда,  $j$  — плотность тока беспорядочного теплового движения электронов или ионов, а  $f$  — сложная функция, определяемая следующими равенствами:

$$f = \frac{a}{r} P(\sqrt{\Phi}) + e^\eta [1 - P(\sqrt{\eta + \Phi})]; \quad (45)$$

$$\eta = \frac{eV}{kT}; \quad (46)$$

$$\Phi = \eta \frac{r^2}{a^2 - r^2} \quad (47)$$

$$P(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy. \quad (48)$$

$P(x)$  — так называемая „функция вероятности погрешностей наблюдений“ (для нее существуют таблицы),  $a$  — внешний радиус слоя переменного потенциала,  $r$  — радиус зонда.

Вычисления по формулам Ленгмюра в общем случае чрезвычайно сложны. Для случая „тонкого цилиндрического зонда“, когда  $\eta \ll \frac{a}{r}$ , Ленгмюр находит вместо (45) в качестве первого приближения:

$$f = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\eta + 1}. \quad (49)$$

Выражение (49) было бы вполне точным при  $\frac{a}{r} = \infty$ . Формулы (44), (46) и (49) приводят к равенству:

$$i^2 = \frac{4}{\pi} A_1^2 j^2 \left( \frac{eV}{kT} + 1 \right). \quad (50)$$

Формула (50) показывает, что если мы построим кривую квадрата тока на тонкий цилиндрический зонд в зависимости от потенциала зонда  $V_S$ , то получим прямую линию. Измерив (рис. 128) угол наклона этой прямой к оси абсцисс  $\varphi_2$ , получим для нахождения интересующих нас величин еще одно равенство:

$$\frac{4}{\pi} A_1^2 j^2 \frac{e}{kT} = \operatorname{tg} \varphi_2. \quad (51)$$

Воспользоваться равенством (51) можно, например, так: определить при

<sup>1)</sup> При точных подсчетах необходимо учитывать, что слой пространственного заряда длиннее зонда, и вводить соответствующие поправочные члены.

помощи (40) „температуру электронов“  $T_e$ , построить, применяя тонкий цилиндрический зонд, прямую (50) и, измерив  $\varphi_2$ , определить из (51)  $j_e$ .

Абсцисса точки пересечения прямой рис. 128 с осью  $V_S$  дает нам потенциал зонда  $V_{0S}$  по отношению к катоду (или аноду), при котором ток на зонд  $i$  равен нулю. Согласно (50), это имеет место при потенциале зонда по отношению к окружающему газу  $V_0$ , определяемому соотношением:

$$\frac{eV_0}{kT} + 1 = 0$$

или

$$V_0 = -\frac{kT}{e} = -\frac{T}{11600} V. \quad (52)$$

Отсюда вытекает следующий способ определения потенциала данной точки разряда, или, как иногда выражаются, потенциала пространства. Снимая характеристику зонда, определим  $T_-$  обычным способом по углу  $\varphi$  наклона прямолинейной части характеристики на рис. 126. Вставив это значение в (52), находим  $V_0$ . Строим кривую  $i^2$  для тонкого цилиндрического зонда, находим из нее  $V_{0S}$ . Мы знаем, что при потенциале зонда по отношению к катоду (или аноду)  $V_{0S}$ , его потенциал по отношению к окружающему газу  $V_0$ . Ясно, что искомым потенциалом газа по отношению к катоду (или аноду) будет:

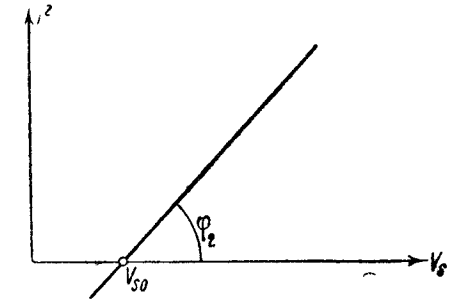


Рис. 128.

$$V_g = V_{0S} - V_0. \quad (53)$$

Этот способ определения  $V_g$  может быть использован, когда излом кривой  $\ln i_e = f(\varphi)$  выражен недостаточно отчетливо.

В случае  $V < 0$  электроны в „слое положительного пространственного заряда“ почти не залетают и, во всяком случае, не ускоряются в нем. Поэтому в слое положительного заряда, окружающего зонд, в нормальном случае не происходит возбуждения атомов газа столкновениями первого рода, и слой кажется темным по сравнению с окружающим газом. Это явление происходит настолько резко, что толщину слоя, а следовательно, и радиус его  $a$  можно определить при помощи катетометра. Это определение дает возможность восполнить недостающее звено в цепи уравнений для положительных ионов [там нет независимого определения  $T_p$ , аналогичного формуле (40)].

Однако при применении метода зондов Ленгмюра оказалось, что определение указанными способами всех величин, относящихся к положительным ионам, очень ненадежно.

Как уже указано выше, при пользовании цилиндрическими зондами приходится вводить поправку на длину цилиндрического слоя и на

зависящую от нее величину  $A_1$ . От такой зависящей от  $V$  поправки свободны сферические зонды, в которых слой пространственного заряда concentрически облегает зонд со всех сторон и величина  $A_1$  определяется всегда просто как  $4\pi a^2$  с постоянной поправкой на площадь, вырезаемую на этом шаре поддерживающим шаровой зонд стерженьком или проволочкой вместе с изолирующим их от газа слоем.

с) Теория шарового зонда совершенно аналогична теории цилиндрического зонда. При большом радиусе шарового зонда мы опять можем принять, что все электроны или положительные ионы, попадающие на внешнюю поверхность окружающего зонд слоя пространственного заряда одного с ним знака, попадают на зонд. По Ленгмюру, этим приближением можно пользоваться, если определяемая равенством (47) величина  $\Phi > 3$ . В этом случае имеем:

$$i = 4\pi a^2 j. \quad (54)$$

Величину  $a$  можем определить, пользуясь соотношением (21), которое при учете начальных скоростей принимает вид <sup>1)</sup>:

$$i = \frac{4\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^2}{\rho^2} \left( 1 + \sqrt{\frac{2,658}{\frac{eV}{kT}}} \right). \quad (55)$$

Учет „планетообразного движения электронов и ионов“ приводит при большом отношении  $\frac{a}{r}$ , т. е. для сферического зонда малого радиуса, к соотношению между  $i$  и  $V$ , подобному формуле (50), а именно:

$$i = 4\pi a^2 j \left( \frac{eV}{kT} + 1 \right). \quad (56)$$

Таким образом в этом случае имеется линейная зависимость между  $i$  и  $V$  (вместо квадратичной при цилиндрическом зонде). В остальном между способами применения цилиндрических и шаровых зондов никакой разницы нет.

Развитая Ленгмюром и его школой теория зондов дает, как мы видели, ценное орудие для определения не только потенциала в данной точке разряда, но и плотности  $j_e$  тока электронов, образуемого их беспорядочным тепловым движением, затем плотности электронов  $n_e$  и их температуры  $T_e$ . Никакого переноса конечных количеств электрического заряда внутри газа ток  $j_e$  не вызывает. Поэтому его часто называют „ненаправленным током“ (ungerichteter Strom). Этот ток существует в плазме всегда. На него накладывается „направленный ток“, наблюдаемый нами в качестве „разрядного тока“.

Очень важен вопрос о пределах применимости теории зондов. Со стороны низких давлений этот предел тот же, что и указанный нами выше предел в случае раскаленного зонда. Именно, при чересчур низком

<sup>1)</sup> Пользуясь тем, что (58) можно применять лишь при большом радиусе зонда  $r$ , Ленгмюр здесь просто переносит на случай сферических электродов поправочный множитель, учитывающий начальные скорости в первом приближении в случае плоских электродов.

давлении может случиться, что плотность пространственных зарядов будет слишком мала, чтобы защитить поверхность зонда от непосредственного электростатического действия катода или анода. Нельзя применять зонды Ленгмюра также и в случае чрезвычайно слабых разрядных токов, так как в этом случае токи на зонд, при помощи которых мы производим измерение, будут существенно искажать режим разряда.

При увеличении давления газа теория Ленгмюра перестает быть достаточно точной, так как, если длина свободного пути электрона или иона становится соизмеримой с толщиной „слоя пространственного заряда около зонда“, внутри этого слоя начинают происходить непредусмотренные теорией столкновения. Столкновения первого рода могут сопровождаться ионизацией, что, конечно, меняет все расчеты. Если даже происходят лишь упругие столкновения, то и это настолько существенно меняет картину движения электронов и ионов, что формулы Ленгмюра перестают оправдываться на опыте. Кроме того, необходимо считаться с возникающими около зонда диффузионными токами электронов, вызванными неодинаковой концентрацией электронов на различных расстояниях от зонда. На практике удается, однако, определять  $T_e$  и потенциал пространства в плазме при более высоких давлениях, чем это казалось бы возможным на первый взгляд. Необходимым критерием применимости метода служит при этом хорошо выраженная прямолинейная часть логарифмической характеристики электронного тока и более или менее резкая точка перегиба. Зоммермейер <sup>[18]</sup>, а также независимо от него Давыдов <sup>[37]</sup> сделали попытку учесть указанные выше диффузионные токи и производимое этими токами обеднение плазмы электронами на близких расстояниях от зонда. При больших давлениях, когда исчезает всякий намек на резко выраженную точку изгиба логарифмической характеристики электронного тока и эта характеристика не имеет насыщения, методы, предлагаемые Зоммермейером и Давыдовым, неприменимы. Для решения задачи в этом случае было бы необходимо разобрать вопрос о влиянии на ход характеристики ионизирующих столкновений в слое.

Приложение метода Ленгмюра к различным частным случаям привело к следующему заключению. В положительном столбе разряда логарифмические характеристики разряда имеют хорошо выраженную прямолинейную часть. Это значит, что в этих частях разряда распределение скоростей среди электронов максвелловское или близко к нему. Здесь удается легко определить  $T_e$ ,  $V$  и  $n_e$ . Из распределения потенциала можно судить, что здесь плотность положительных ионов почти равна плотности электронов. Мы имеем дело с плазмой. В катодных частях разряда где имеется большое падение потенциала и усиленная ионизация ускоряемыми полем электронами, логарифмические характеристики электронного тока имеют сложный еще нерасшифрованный на сегодняшний день вид <sup>[16]</sup>. Поэтому теория зондов Ленгмюра и Мотт-Смита здесь неприменима.

В то время как для электронов результаты измерений дают в случае плазмы стройную картину, соответствующую максвелловскому распределению скоростей, для положительных ионов получаются несогласные между собой данные. Формулы Ленгмюра приводят к температуре поло-

жительных ионов  $T_p$  порядка половины температуры электронов  $T_e$ , что совершенно невероятно из-за большого теплообмена ионов с нейтральными атомами, вызванного практически равенством их масс. В результате Лунгмюр и его школа пришли к выводу, что предпосылка теории о максвелловском распределении скоростей среди положительных ионов неверна. Так как эта предпосылка приводит к соотношению

$$j_p = \frac{1}{4} en_p \bar{v}_p,$$

то по отношению к положительным ионам этим соотношением и всеми вытекающими из него следствиями пользоваться нельзя. Лунгмюр считает, что положительные ионы имеют максвелловское распределение скоростей, соответствующее температуре только на очень небольшую величину более высокую, чем температура нейтрального газа, и что на это распределение накладывается движение ионов под действием ускоряющих их в разряде полей и диффузионных сил; последнее в особенности около „отсасывающих“ ионы стенок и зондов.

Для того чтобы получить более точное представление о характере движения положительных ионов и особенностях распределения скоростей среди них, необходимо было бы подробнее изучить ионные токи при потенциалах зонда, близких к потенциалу пространства. Эти токи, однако, перекрываются гораздо большими электронными токами. Попытка отклонить электронные токи простым действием магнитного поля потерпела неудачу, так как магнитное поле существенно нарушает режим плазмы. За последнее время проф. Г. В. Спивак и Э. М. Рейхрудель показали<sup>[28, 34]</sup>, что можно развить последовательную теорию зондов для того случая, когда электроны и ионы вблизи зонда подвержены не только электрическому полю, но и магнитному. Рассматривая магнитное поле как слабое возмущение только на электронную слагаемую общего тока на зонд, можно разделить наблюдаемый ток на электронный и ионный. Это разделение позволяет подойти к вопросу о функции распределения скоростей среди положительных ионов в плазме газового разряда.

В тех случаях когда зонды не могут оставаться в разряде длительное время, не расплавляясь из-за высокой температуры газа, зонд заставляют быстро проходить через разряд, осциллографируя ток на зонд и напряжение на нем [12, 14, 15, 21, 32].

Ко всему параграфу [13, 17, 19, 20, 22, 24, 25, 26, 27, 28, 23, 29, 30, 31, 33, 35, 36, 39, 40].

### § 5. Поверхностные заряды на стекле. Явление псевдовакуума

В явлениях газового разряда приходится иметь дело не только с „пространственными“, но и с „поверхностными“ зарядами. Совершенно так же, как холодные зонды, на которые не наложено извне никакого напряжения, принимают в разрядной трубке потенциал, лежащий несколько ниже или несколько выше потенциала окружающего газа в зависимости от режима ионизированного газа, стеклянные стенки всякой разрядной трубки всегда заряжаются (отрицательно или положительно по отношению к соприкасающемуся с ними газу). Разность потенциалов между стенкой и газом достигает иногда заметной величины (например, нередки случаи отрицательного заряда с разностью потенциала до 15 В и больше).

Наиболее сильно сказываются отрицательные пространственные заряды в явлении так называемого „псевдовакуума“ (Pseudovacuum) — ложного или кажущегося высокого вакуума. Это явление заключается в том, что в более или менее узкой трубке иногда, особенно при раскаленном катоде, эмитирующем электроны, разряда не возникает, несмотря на то, что между катодом и анодом наложена достаточно высокая разность потенциалов. Дело происходит так, как будто в трубке нет газа — слишком высокий вакуум. В действительности разряд не происходит потому, что осевший на стенках трубки отрицательный поверхностный заряд создает поле, препятствующее движению электронов от катода. Этот поверхностный заряд образован электронами, эмитированными раскаленным катодом<sup>(11)</sup>.

Такое явление наблюдается иногда и при условиях, при которых ток через трубку должен проходить и в вакууме (как в катодной лампе). Первые наблюдения привели к неправильному толкованию; отсутствие тока объясняли тем, что очень сильно прогретый и потому очень хорошо обезгаженный анод перестает проводить электрический ток. В настоящее время все подобные явления объясняются исключительно действием поля поверхностных зарядов на стенках и в других частях трубки.

## ГЛАВА ДВЕНАДЦАТАЯ

## КЛАССИФИКАЦИЯ И ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ В ГАЗАХ.

§ 1. Элементарные процессы при газовом разряде. Для осуществления какого бы то ни было вида газового разряда необходимо наличие в газе некоторого, хотя бы и небольшого, количества ионов, т. е. необходима предварительная ионизация газа. Благодаря „всепроникающему космическому излучению“ и благодаря радиоактивному излучению земной коры необходимая предварительная ионизация всегда существует.

Ионизация газа при процессе прохождения тока через газ увеличивается, если только разность потенциалов между анодом и катодом больше ионизационного потенциала. В газе встречаются всевозможные длины свободных путей электронов и между этими путями при указанном выше условии всегда найдутся такие, на которых электрон приобретает скорость, достаточную для ионизации газа. Часть электронов, пробегающих более короткие пути, будет возбуждать свечение атомов газа посредством столкновений первого рода. Но так как вероятность возбуждения вообще мала, даже при скоростях электронов, соответствующих максимуму этой вероятности, и сами эти максимумы по всем имеющимся данным более или менее острые, то при скоростях, меньших ионизационного потенциала, большое число столкновений электронов с атомами газа будет упругими столкновениями, и при общей разности потенциалов несколько выше ионизационного потенциала газа многие электроны окажутся в состоянии накопить необходимую для ионизации скорость постепенно, на протяжении некоторого числа свободных пробегов. Помешать этому может только образование отрицательных ионов путем улавливания электронов при столкновениях с молекулами или атомами. Образованные при столкновениях первого рода положительные ионы также способны ионизировать газ, если им удастся приобрести достаточную для того скорость. К этому прибавляется еще явление выделения электронов из катода под действием всех рассмотренных в главе VII и IX факторов. При достаточно большой разности потенциалов между катодом и анодом один и тот же электрон может совершить несколько столкновений первого рода, сопровождаемых ионизацией, так как он несколько раз приобретает нужную для ионизации скорость, и „вторичные электроны“, освобожденные из атома при каждом процессе ионизации, также будут ускоряться полем и, в свою очередь, ионизировать атомы газа. Таким образом электрон образует на своем пути к аноду, благодаря последовательным ионизациям столкновениями как его

самого, так и образованных им вторичных электронов, а затем образованных этими „третичных“ и т. д., все большее и большее число движущихся к аноду электронов, так называемую „лавину электронов“. Можно полагать, что при достаточно сильных полях подобным же образом возникает „лавина положительных ионов“.

Электронные и ионные лавины не только сильно увеличивают ток через газ, но и ведут к созданию в областях, лежащих между катодом и анодом, пространственных зарядов. Уже при сравнительно небольшой плотности газа эти пространственные заряды сильно искажают электрическое поле, первоначально существовавшее между катодом и анодом, и являются причиной распада разряда на отдельные области, иногда резко отличающиеся одна от другой как по свечению, так и по происходящим в них процессам. При детальном рассмотрении различных видов газового заряда мы увидим, что благодаря пространственным зарядам в некоторых случаях в определенных местах разряда получается поле обратного направления, т. е. на некотором протяжении потенциал падает при передвижении от катода к аноду.

§ 2. Различные виды газового разряда. При небольшой разности потенциалов между катодом и анодом степень ионизации газа при прохождении тока, а следовательно, и сама сила тока зависит исключительно от начальной ионизации или, другими словами, от интенсивности действия ионизатора. Так, если первичная ионизация вызывается фотоэлектрическим эффектом при освещении катода ультрафиолетовыми лучами, сила тока в разрядной трубке при одной и той же разности потенциалов тем больше, чем больше освещенность катода. При прекращении этого освещения сила тока сводится почти к нулю и соответствует лишь „остаточной ионизации“.

Такой разряд, в котором это имеет место, т. е. разряд, практически прекращающийся при прекращении действия ионизатора, называется *несамостоятельным разрядом*.

При достаточно высокой разности потенциалов между анодом и катодом разряд сам создает нужные для его поддержания электроны и ионы. Сила тока в таком разряде не зависит или почти не зависит от действия ионизатора и при прекращении действия ионизатора разряд продолжается. Такой разряд называется *самостоятельным разрядом*.

Несамостоятельные разряды естественно разделить на два отдельных типа: 1) *Тихий разряд*, в котором не происходит развития электронных лавин, и следовательно, не происходит ионизации столкновениями. Так как это может иметь место только, если условия движения электронов таковы, что они образуют при столкновениях с молекулами отрицательные ионы прежде, чем накопят энергию, достаточную для ионизации, то в этом случае ток переносится исключительно ионами. Плотность тока определяется концентрациями и подвижностями последних согласно равенства (9) главы X, а концентрации в свою очередь уравнением (1) той же главы. К этому виду разряда относятся все токи утечки через воздух или газ с проводников, имеющих не слишком малый радиус кривизны поверхности. 2) *Таунсендовский самостоятельный разряд*, характеризующийся наличием электронной лавины. Таков например разряд в газонаполненных фотоэлементах.

Среди самостоятельных разрядов различают: 3) *Тихий самостоятельный разряд*, характеризуемый очень малой силой тока и малой интенсивностью свечения. К тихому самостоятельному разряду относятся:

3а) *Самостоятельный разряд*, в котором сила тока ограничена большим внешним сопротивлением. В тех случаях, когда при этом можно пренебречь искажением поля пространственными зарядами, эту форму опять-таки называют *Таунсендовским (самостоятельным) разрядом*.

3б) *Коронный разряд*. Все те случаи, когда поле в разрядном промежутке очень неравномерно благодаря малому радиусу кривизны поверхности одного или обоих электродов, вследствие чего ионизация и свечение газа происходят только в местах наибольшей напряженности поля у электрода (или электродов), а сила тока ограничена накоплением пространственного заряда в остальной части разрядного промежутка. Сюда относятся — разряд с острий, корона на цилиндрических проводах, коронирование острых краев проводника и т. п.

4) *Тлеющий разряд*; его отличительный признак: холодный катод (т. е. заметно не испускающий электронов путем термоионной эмиссии) и большое катодное падение потенциала (т. е. большое повышение потенциала вблизи самого катода, вызванное расположением пространственных зарядов). Источник электронов, необходимых для поддержания тлеющего разряда, представляет собой бомбардировка катода ионами.

5) *Дуговой разряд*: отсутствие большого катодного падения; источник электронов — термоионная или автоэлектронная эмиссия.

6) *Искровой разряд*: ряд быстро следующих друг за другом кратковременных разрядов, протекающих неравномерно во всем разрядном промежутке, а по отдельным зигзагообразным, более или менее разветвленным каналам, напоминающим до некоторой степени рассыпающийся пучок „искр“. В случае одновременного появления или быстрого чередования целого ряда таких разветвленных каналов, веерообразно расходящихся из одной и той же точки электрода, искровой разряд носит название „кистевого разряда“.

7) *Разряд с искусственно подогреваемым катодом*. Характерный признак: сильная термоионная эмиссия катода. К этому виду разряда относится также и так называемая „низковольтная дуга“, характеризующаяся тем, что в ней разность потенциалов между катодом и анодом меньше ионизационного потенциала газа.

8) *Разряд в вакууме*. Прохождение электрического тока через очень сильно разреженный газ путем вырывания электронов из катода благодаря чрезвычайно сильному полю между электродами [2,3,8,6].

9) Несколько особое место в этой классификации должны занять *высокочастотные разряды*. Они возбуждаются при наличии в трубке более или менее быстропеременных полей.

Процессы, вызывающие их появление, происходят в самом газе без участия явлений на поверхности электродов или даже в отсутствии последних внутри трубки.

Между различными видами разряда существуют переходные формы.

Вопрос о том, какой вид самостоятельного разряда возникает при данном напряжении на электродах, в частности, возникает ли тихий разряд, тлеющий разряд или дуга, зависит от давления газа и от силы раз-

рядного тока, которая, в свою очередь, определяется данными внешней цепи разряда (сопротивлением). Схематически области существования трех перечисленных видов разрядов дает рис. 129. Из этой схемы видно, что делить разряды на разряды при высоком (атмосферном) давлении и разряды при низком давлении или говорить, что высокому давлению соответствует дуга, низкому — тлеющий разряд, ничего не упоминая о плотности тока, как поступали при классификации разрядов в прежнее время, — неправильно.

§ 3. Характеристика газового разряда. Характеристикой какого-либо прибора, проводящего электрический ток, называется зависимость между током, проходящим через прибор, и напряжением на его клеммах. Эта зависимость обычно изображается в виде кривой, координатами которой служит ток  $I$  и разность потенциалов  $V$ . Так как плотность тока определяет появление и расположение пространственных зарядов, то обычно по оси абсцисс откладывается сила тока, по оси ординат — напряжение на клеммах трубки. Пример дает рис. 130. Если с увеличением силы тока через трубку увеличивается и разность потенциалов на клеммах трубки, как это имеет место от точки  $A$  до  $B$  на рис. 130, то характеристика разряда называется *возрастающей характеристикой*. Если же с увеличением тока через трубку разность потенциалов на клеммах падает, то характеристика называется *падающей характеристикой* (например от  $C$  до  $A$  на рис. 130). Если характеристика снята при постепенном переходе от одной точки к другой так, что каждый раз устанавливался постоянный режим в трубке, то такая характеристика называется *статической характеристикой*. Если же зависимость между током и напряжением снята при непрерывном изменении того и другого без выжидания установившегося режима, то характеристика называется *динамической характеристикой*. Вид динамической характеристики зависит от быстроты изменения силы тока или разности потенциалов, поэтому динамические характеристики для одной и той же разрядной трубки получаются различные в зависимости, например, от периода питающего трубку переменного тока. При быстром изменении режима разрядной трубки каждый из характеризующих разряд параметров, как-то: сила тока, разность потенциалов, степень ионизации газа в данной точке, температура в данной точке газа и т. д., зависит не только от одновре-

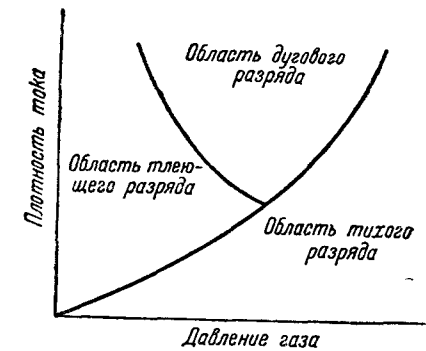


Рис. 129.

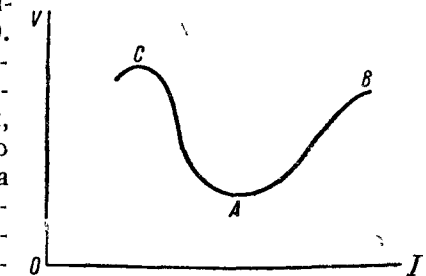


Рис. 130.



менного значения всех других параметров, но и от истории трубки, т. е. от того, какую величину эти параметры имели в предшествующие моменты времени. При снятии статической характеристики отдельные параметры также иногда зависят от того, через какие состояния проходила трубка. Поэтому при динамической характеристике почти всегда, а при статической иногда, наблюдается явление гистерезиса, т. е. несовпадения между собой точек, снятых при увеличении и при уменьшении силы тока. Главными причинами гистерезиса статической характеристики считаются: а) изменение состава газа вследствие адсорбции и выделения газов от электродов; б) изменение поверхности электродов вследствие катодного распыления или окисления и т. п.; в) при гистерезисе динамической характеристики значительную роль играют тепловые явления [5,7].

§ 4. Внешние условия устойчивости газового разряда. Устойчивость того или иного режима трубки при явлении разряда зависит

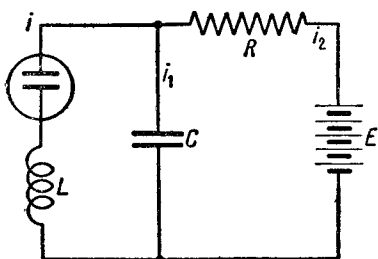


Рис. 131.

не только от внутренних условий разряда, но и от данных внешнего контура. Кауфман [1] дал следующий вывод внешних условий устойчивости разряда. Пусть электродвижущая сила источника тока, питающего разряд, равна  $E$  (рис. 131). Сила тока через разрядную трубку при данном режиме равна  $I$ , емкость катод-анод трубки плюс емкость всех подводящих проводов пусть будет  $C$ , самоиндукция в цепи —  $L$ , сопротивление, через которое подается ток от источника в трубку, —  $R$ .

Если мы будем обозначать через  $I+i$  силу тока, соответствующую какому-либо напряжению  $e$  на клеммах трубки, и вычертим характеристику разряда, то  $\left(\frac{de}{di}\right)_{i=0}$  дает нам наклон касательной к характери-

стике в точке, соответствующей выбранному нами первоначально режиму (ток  $I$ ). Будем обозначать  $\left(\frac{de}{di}\right)_{i=0}$  через  $e'$ . Мы хотим узнать, является ли выбранный нами режим (ток  $I$ ) устойчивым или нет. Для решения этого вопроса допустим, что сила тока через трубку изменилась на малую величину  $i$ , причем разность потенциалов на зажимах трубки стала равной  $e$ , и посмотрим, как будет дальше изменяться  $i$ : если оно будет возрастать, то режим разряда неустойчивый; если, наоборот,  $i$  беспредельно убывает, то режим разряда устойчивый.

При рассматриваемом нами режиме, через трубку течет постоянный ток  $I$ , подаваемый источником  $E$ . Мы считаем, что все сопротивление внешнего контура сосредоточено в  $R$ ; сопротивлением остальных проводов можно пренебречь. Отсюда вытекает, что разность потенциалов между клеммами трубки равна разности потенциалов между обкладками конденсатора, которым в нашей схеме рис. 131 мы заменяем емкость внутри трубки и между проводами. Обозначим эту разность потенциалов через  $V_0$ . Вследствие падения потенциала вдоль сопротивления  $R$  имеем:

$$E = V_0 + IR. \quad (1)$$

После изменения силы тока через нашу трубку будет идти ток  $I+i$ , режим перестанет быть стационарным, изменится напряжение на клеммах трубки, конденсатор  $C$  начнет заряжаться (или разряжаться).

Обращаясь к характеристике нашей разрядной трубки, положим, что мы передвинулись от режима  $(I, V)$  на отрезок  $i$  по оси абсцисс (рис. 132). Кроме того, вследствие того, что мы теперь имеем дело с нестационарным режимом и, следовательно, с переменным током, разность потенциалов обкладок конденсатора уравнивается не только напряжением на концах трубки, но и э. д. с. самоиндукции.

Пусть  $I+i_2$  — общий ток через сопротивление  $R$ , ток, заряжающий конденсатор  $C$ , пусть будет  $i_1$ , самоиндукцию в цепи трубки обозначим через  $L$ ; мгновенное значение потенциала конденсатора — через  $V_1$ , разность потенциалов на клеммах трубки будет  $V_0 + e'i$ .

Имеем:

$$E = V_1 + (I+i_2)R; \quad (2)$$

$$V_1 - V_0 = e'i + L \frac{di}{dt}. \quad (3)$$

По закону Кирхгофа имеем:

$$i_2 = i_1 + i \quad (4)$$

и по формуле электростатики:

$$Q = \int i_1 dt = (V_1 - V_0) \cdot C, \quad (5)$$

где  $Q$  — добавочный заряд, появившийся на конденсаторе по сравнению с прежним режимом, вследствие появления тока  $i_1$ , а  $V_1 - V_0$  — соответствующее изменение разности потенциалов обкладок конденсатора.

Вычитая (1) из (2), находим:

$$V_1 - V_0 = -i_2 R. \quad (6)$$

Выражения (6), (3) и (4) дают:

$$e'i + L \frac{di}{dt} = -R(i+i_1), \quad (7)$$

(5) и (3) дают:

$$\frac{1}{C} \int i_1 dt = e'i + L \frac{di}{dt}. \quad (8)$$

Дифференцируя (8) и вставляя в (7), находим:

$$e'i + L \frac{di}{dt} = -iR - RCe' \frac{di}{dt} - RLC \frac{d^2i}{dt^2},$$

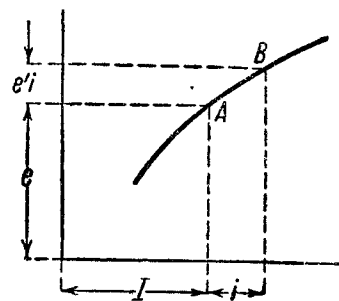


Рис. 132.



или

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \left( \frac{1}{CR} + \frac{e'}{L} \right) \frac{di}{dt} + \frac{1}{LC} \left( \frac{e'}{R} + 1 \right) = 0. \quad (9)$$

Формула (9) представляет собой дифференциальное уравнение, которому подчиняется приращение тока. Как сказано выше, устойчивость данного режима разряда будет зависеть от того, возрастает ли  $i$  с течением времени или убывает.

Как известно, полный интеграл уравнения (9) будет:

$$i = A_1 e^{r_1 t} + A_2 e^{r_2 t}, \quad (10)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — корни характеристического уравнения — определяются формулой:

$$r = -\frac{1}{2} \left( \frac{1}{CR} + \frac{e'}{L} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{1}{CR} + \frac{e'}{L} \right)^2 - \frac{1}{LC} \left( \frac{e'}{R} + 1 \right)}. \quad (11)$$

Если подкоренная величина в (11) больше нуля,  $r_1$  и  $r_2$  оба действительны,  $i$  изменяется аperiodически по экспоненциальному закону. В этом случае, для того чтобы процесс был устойчив, надо, чтобы одновременно  $r_1 < 0$  и  $r_2 < 0$ , а для этого нужно, во-первых, чтобы первый член выражения (11) был меньше нуля, так как в противном случае  $r_1$ , которому соответствует знак  $+$  при корне, непременно больше нуля как сумма двух положительных величин. Отсюда следует, как необходимое условие устойчивости (при действительных  $r_1$  и  $r_2$ ):

$$\frac{1}{CR} + \frac{e'}{L} > 0; \quad (12)$$

кроме того, необходимо, чтобы абсолютная величина корня в выражении (1) была меньше абсолютной величины первого члена этого выражения, так как иначе  $r_2$  будет больше нуля, несмотря на знак первого члена. Для этого нужно, чтобы

$$\frac{1}{4} \left( \frac{1}{CR} + \frac{e'}{L} \right)^2 - \frac{1}{LC} \left( \frac{e'}{R} + 1 \right) < \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{1}{CR} + \frac{e'}{L} \right) \right]^2,$$

т. е. чтобы

$$\frac{1}{LC} \left( \frac{e'}{R} + 1 \right) > 0,$$

или, так как  $L$  и  $C$  — существенно положительные величины, нужно, чтобы

$$\frac{e'}{R} + 1 > 0. \quad (13)$$

Условие (13) представляет собой второе необходимое условие устойчивости рассматриваемого режима при действительных  $r_1$  и  $r_2$ .

В случае, когда в (11) подкоренная величина меньше нуля, мы можем обозначить корень через  $j\omega$ , где  $j = \sqrt{-1}$ , а  $\frac{1}{2} \left( \frac{1}{CR} + \frac{e'}{L} \right)$  через  $\delta$  и представить решение (10) в виде:

$$i = A_1 e^{-\delta t + j\omega t} + A_2 e^{-\delta t - j\omega t}. \quad (14)$$

Как известно, (14) представляет собой колебательный процесс, амплитуда которого будет постоянно увеличиваться или постоянно убывать, стремясь к нулю в зависимости от того, будет ли в показателе само  $\delta$  меньше или больше нуля. Рассматриваемый режим устойчив, если амплитуда колебаний добавочного тока  $i$ , нарушившего равновесие, будет стремиться к нулю. Следовательно, при комплексных  $r_1$  и  $r_2$  необходимым и достаточным условием устойчивости будет  $\delta > 0$ , что приводит опять к выражению (12).

Но  $r_1$  и  $r_2$  могут быть комплексными только при

$$\frac{1}{LC} \left( \frac{e'}{R} + 1 \right) > \frac{1}{4} \left( \frac{1}{CR} + \frac{e'}{L} \right)^2 > 0. \quad (15)$$

Соединяя в одно целое условия устойчивости в обоих рассмотренных случаях, видим, что при  $\left( \frac{e'}{R} + 1 \right) < 0$  процесс изменения  $i$  непременно аperiodический и, согласно условию (13), режим разряда неустойчив.

При  $\left( \frac{e'}{R} + 1 \right) > 0$  процесс опять аperiodический, пока не соблюдено первое из неравенств (15). По вышеизложенному в этом случае режим разряда устойчив только, если соблюдено неравенство (12). Если же соблюдено первое из неравенств (15), то процесс — колебательный, и условием устойчивости режима разряда опять является неравенство (12).

Таким образом во всех случаях необходимым и достаточным условием устойчивости режима разряда является одновременное удовлетворение обоих неравенств:

$$\left( \frac{e'}{R} + 1 \right) > 0. \quad (13)$$

и

$$\frac{1}{LC} \left( \frac{e'}{R} + 1 \right) > 0. \quad (12)$$

Условия (12) и (13) можно поставить в связь с видом характеристики, или, другими словами, дать этим условиям физическое истолкование.

Пусть характеристика разряда возрастающая:  $e' = \frac{de}{di} > 0$ . В таком случае все величины, входящие в левые части неравенства, как (12), так и (13), существенно положительные, и сами неравенства соблюдены. Отсюда заключаем: при возрастающей характеристике разряд всегда устойчив. Неравенство  $\frac{de}{di} > 0$  является достаточным условием устойчивости разряда.

Допустим теперь, что  $\frac{de}{di} < 0$ , т. е. характеристика в точке, соответствующей рассматриваемому режиму, падающая. Тогда преобразова-

ние неравенства (12) и (13), принимая во внимание, что  $R$ ,  $L$  и  $C$  существенно положительны, а  $e'$  существенно отрицательно, даст нам:

$$e' + R > 0, \text{ т. е. } -e' < R; \quad (16)$$

$$\frac{L}{C} + Re' > 0; \quad \frac{L}{Ce'} + R < 0; \quad R < -\frac{L}{Ce'} \quad (17)$$

или, соединяя (16) и (17) в одну строчку:

$$-e' < R < -\frac{L}{Ce'}. \quad (18)$$

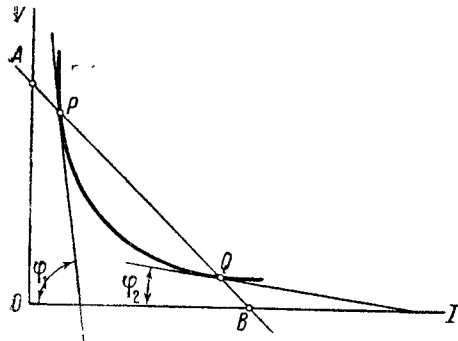


Рис. 133.

Условие (18) представляет собою условие устойчивости разряда при падающей характеристике и показывает, что при заданной падающей характеристике разряда и при заданном отношении самоиндукции контура к емкости трубки и проводов, разряд будет устойчив или неустойчив в зависимости от введенного в цепь разряда внешнего сопротивления  $R$ . Это, однако, не значит, что можно стабилизировать любую стадию разряда с падающей характеристикой

подбором достаточно большого сопротивления.

Дело в том, что если  $-e' > -\frac{L}{Ce'}$ , т. е. если

$$e'^2 > \frac{L}{C} \quad (19)$$

то невозможно подобрать  $R$ , удовлетворяющее условию (18). В этом случае, чтобы достичь стабилизации, придется изменить отношение  $\frac{L}{C}$ .

Условию (16) можно дать еще следующее простое геометрическое истолкование.

Начертим (рис. 133) характеристику разряда (падающую) и нанесем там же зависимость напряжения на электродах трубки от э. д. с. источника  $E$ , силы тока  $I$  и внешнего сопротивления согласно равенству (1):

$$V = E - IR.$$

Эта зависимость изобразится прямой линией, проходящей через точки  $(I=0, V=E)$  и  $(I=\frac{E}{R}, V=0)$ . Прямую  $AB$  будем называть „прямой сопротивления“, а острый угол между этой прямой и осью абсцисс, т. е.  $\angle ABO$ , обозначим черев  $\alpha$ . Режим трубки, соответ-

ствующий данным  $E$  и  $R$ , представляют собой только точки  $P$  и  $Q$ . Для осуществления режимов, соответствующих другим точкам характеристики, придется изменить положение прямой  $AB$ , изменив  $E$  или  $R$ . Которая из точек  $P$  или  $Q$  будет соответствовать устойчивому режиму? Проведем в точках  $P$  и  $Q$  касательные к характеристике: тангенсы углов  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  будут представлять не что иное, как  $-\frac{de}{dI}$ , т. е.  $-e'$  из формулы (16), тогда как  $\operatorname{tg} \alpha = R$ . Нетрудно видеть, что в точке  $P$  имеем  $-e' > R$  (режим неустойчив), в точке  $Q$ , наоборот,  $-e' < R$  (режим устойчив). Отсюда заключаем: режим разряда с падающей характеристикой устойчив, если угол касательной к характеристике в данной точке и осью  $I$  меньше, чем угол между прямой сопротивления и той же осью. (При этом в расчет принимаются острые углы между этими прямыми.)

Неустойчивость внешнего режима разряда приводит к возникновению прерывистых и „колебательных“ разрядов.

<sup>1)</sup> Неравенство (19) получается из предыдущего путем умножения обеих частей на существенно положительную (при падающей характеристике) величину  $-e'$ .

## ГЛАВА ТРИНАДЦАТАЯ

ТАУНСЕНДОВСКИЙ РАЗРЯД И ПЕРЕХОД РАЗРЯДА ИЗ  
НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО В САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ

§ 1. Теория Таунсенда. Таунсендовским разрядом называется такая форма разряда, при которой сила тока разряда настолько мала, что искажением поля, происходящим от пространственных зарядов, практически можно пренебречь. Свое наименование таунсендовский разряд получил по имени английского физика Таунсенда, который дал его теорию [1, 2, 3, 7, 8]. Этот вид разряда охватывает несамостоятельный разряд при „холодном“ катоде, когда нет термоионной эмиссии. Изучение таунсендовского разряда подводит нас к первой стадии самостоятельного разряда. Так как всякий переход от несамостоятельного разряда к самостоятельному вследствие повышения потенциала сопровождается изменением силы тока от очень незначительных величин до больших значений, в течение некоторого, очень малого, промежутка времени, то вопрос о том, что считать за момент начала самостоятельного разряда, является до некоторой степени условным. Первоначальная теория Таунсенда считает „моментом зажигания“ самостоятельного разряда момент, когда сила разрядного тока становится независимой от действия постоянного ионизатора, что, согласно Таунсенду, совпадает с *началом* весьма быстрого увеличения тока при незначительном увеличении разности потенциалов между электродами. Поэтому, по Таунсенду, в момент зажигания разряда ток незначителен, и теория Таунсенда при определении условий наступления этого момента с пространственными зарядами не считается, а принимает, что всякий разряд, какой бы большой силой тока он в своем конечном стационарном состоянии ни сопровождался, в момент зажигания представляет собой таунсендовский разряд. Постепенно развиваясь, разряд переходит из одной стадии в другую, из таунсендовского в тлеющий, затем — из тлеющего в дуговой. Какой вид разряда устанавливается в стационарном состоянии, зависит, согласно рассмотренным в предыдущей главе внешним условиям устойчивости разряда, главным образом от сопротивления, введенного во внешнюю цепь. С этой точки зрения можно считать, что всякий возникающий путем увеличения разности потенциалов катода и анода разряд начинается с таунсендовского разряда. Поэтому знакомство с механизмом несамостоятельного таунсендовского разряда и его теорий очень важно для всего учения о разрядах вообще и, в частности, для вопроса о „потенциале зажигания“ разряда, т. е. о той разности потенциалов между электродами, при которой разряд становится самостоятельным.

Как показали работы Роговского, Шумана и др., в первоначальные представления таунсендовской теории приходится в некоторых случаях внести довольно большие изменения, учитывающие то обстоятельство, что влияние пространственных зарядов становится весьма существенным еще до того момента, как разряд перестал быть несамостоятельным. Но те же исследователи приходят к заключению, что выведенные Таунсендом и Шуманом „условия пробоя“ остаются в силе [16].

В своей теории Таунсенд вводит два коэффициента, характеризующие процесс ионизации газа электронами и положительными ионами. Таунсенд обозначает через  $\alpha$  число ионов (и равное ему число электронов), образуемых одним электроном на 1 см пути в направлении от катода к аноду вследствие столкновений первого рода с нейтральными частицами газа<sup>1)</sup>, через  $\beta$  — число ионов и электронов, образуемых таким же образом одним положительным ионом на 1 см пути в направлении от анода к катоду. Коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  зависят, конечно, от природы и давления газа и от напряженности поля в данной точке разряда. При постоянном в пространстве и времени поле (что имеет место при плоских электродах и постоянном токе)  $\alpha$  и  $\beta$  имеют постоянное, для данного давления газа и данной напряженности поля, значение. Во всех других случаях  $\alpha$  и  $\beta$  меняются от точки к точке в разрядной трубке. Третий коэффициент  $\gamma$ , введенный Таунсендом несколько позднее, относится к процессу ионизации на поверхности катода и показывает, сколько электронов, выделяющихся с катода благодаря ударам положительных ионов, приходится в среднем на каждый попадающий на катод положительный ион.

Самый механизм разряда Таунсенд рисует следующим образом. Для осуществления разряда необходимо образование электронов и ионов при помощи постороннего ионизатора. Этот процесс может происходить во всем объеме газа (объемная ионизация) или же только на катоде (поверхностная ионизация, осуществляемая, например, фотоэлектрическим эффектом). Хотя для окончательных выводов теории безразлично, с каким из этих двух видов ионизации мы имеем дело, для большей определенности наших рассуждений будем в дальнейшем предполагать, что электроны выделяются из поверхности катода, вследствие освещения этой поверхности коротковолновым светом, причем число электронов, выделяющихся с 1 см<sup>2</sup> поверхности катода в 1 сек, равно  $n_0$ , что соответствует плотности тока  $i_0 = en_0$ . Каждый электрон на пути к аноду ионизирует молекулы газа. Освобожденные при этом из молекул электроны также направляются к аноду и тоже разбивают при столкновении молекулы газа на + ионы и электроны. Таким образом, как уже сказано выше, число электронов, двигающихся по направлению к аноду, постепенно увеличивается с удалением от катода. Это нарастание числа движущихся к аноду электронов Таунсенд уподобляет нарастанию снежного кома, катящегося по склону горы и образующего громадную, все увеличивающуюся по мере движения массу катящегося вниз снега — лавину.

Положительные ионы, движущиеся в противоположном направлении, согласно Таунсенду, также ионизируют нейтральные молекулы и также

<sup>1)</sup> Коэффициент удельной ионизации  $s$  (с. 205) соответствует 1 см *действительно проходимого* электроном пути. Коэффициент  $\alpha$  соответствует длине пути электрона, при которой он приближается к аноду на 1 см.

постепенно увеличиваются в своем числе от катода к аноду. Они образуют, по Таунсенду, лавину положительных ионов. Чем больше расстояние между катодом и анодом при одной и той же напряженности поля, тем больше возможности для нарастания той и другой лавин, тем сильнее ток через разрядную трубку. Коэффициент  $\beta$  при одинаковых условиях во много раз меньше коэффициента  $\alpha$ . Поэтому число электронов, образуемых около катода лавиной  $\dagger$  ионов, во много раз меньше, чем число ионов, образуемых около анода лавиной электронов. Положительные ионы, ударяясь о катод, вызывают выделение из катода электронов. При прекращении действия внешнего ионизатора могут иметь место три случая: 1) объемная (коэффициент  $\beta$ ) и поверхностная (коэффициент  $\gamma$ ) ионизации положительными ионами недостаточны для поддержания разряда. Число электронов, участвующих в развитии каждой последующей лавины, меньше, чем в предыдущей. Сила разрядного тока уменьшается и разряд быстро прекращается. В этом случае стационарный разряд, имеющий место до прекращения действия внешнего ионизатора, является разрядом несамостоятельным.

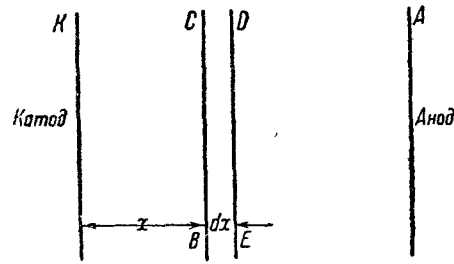


Рис. 134.

2) Число электронов в каждой последующей лавине равно числу электронов, участвующих в предыдущей. Разряд продолжается как стационарный самостоятельный разряд. 3) Число электронов, образующихся в каждой последующей лавине путем объемной и поверхностной ионизации больше, чем в предыдущей. Разряд развивается дальше и переходит в ту или иную форму путем развития соответствующих пространственных зарядов, пока режим его вновь не станет равновесным из-за изменившегося распределения поля внутри разряда и падения потенциала во внешней цепи.

Выведем закон нарастания лавины электронов. Проведем ось  $X$  перпендикулярно к катоду и аноду, которые мы предполагаем плоскими и параллельными друг другу (рис. 134).

Рассмотрим ионизацию, производимую электронами в слое газа бесконечно малой толщины  $dx$ , ограниченном плоскостями  $CB$  и  $DE$ . Пусть с единицы поверхности катода в единицу времени вылетает  $n_0$  электронов, так что плотность тока на катоде  $i_0 = n_0 e$  и пусть в рассматриваемый слой через единицу поверхности влетает со стороны катода  $n$  электронов. Так как число ионизаций, производимых одним электроном на пути в  $1 \text{ см}$ , равно  $\alpha$ , то на пути  $dx$  каждый электрон производит в среднем  $\alpha dx$  ионизаций, а все  $n$ , влетевших в слой электронов,  $n \cdot \alpha \cdot dx$  ионизаций. Таким образом, на пути  $dx$  число электронов лавины  $n$  увеличивается на

$$dn = n \alpha dx. \quad (1)$$

Разделяя переменные, интегрируя (1) и принимая во внимание, что при

$x = 0$   $n = n_0$ , находим закон нарастания лавины между двумя плоскими электродами в равномерном поле, т. е. при  $\alpha = \text{const}$ , в виде

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (2)$$

и закон нарастания плотности электронного тока

$$i = i_0 e^{\alpha x}, \quad (3)$$

где  $x$  — расстояние данной точки от катода. В случае неравномерного поля (искажение поля пространственными зарядами) интегрирование (1) дает:

$$\ln n = \int_0^x \alpha \cdot dx + C; \quad n = n_0 e^{\int_0^x \alpha dx}. \quad (4)$$

При расстоянии между катодом и анодом, равном  $\delta$ , на анод прилетает  $n_0 e^{\alpha \delta}$  электронов, при  $n_0$  электронах, вылетевших с катода. Отсюда заключаем, что число ионизаций производимых  $n_0$  электронами, вылетевшими с катода, а следовательно, и число образованных ими положительных ионов равно:

$$n_0 e^{\alpha \delta} - n_0 = n_0 (e^{\alpha \delta} - 1)$$

или в случае неравномерного поля

$$n_0 (e^{\int_0^{\delta} \alpha dx} - 1).$$

В огромном большинстве случаев объемная ионизация, производимая положительными ионами, очень мала по сравнению как с объемной ионизацией, производимой электронами, так и с поверхностной ионизацией на катоде. Поэтому мы получим очень близкие к истине результаты, если пренебрежем объемной ионизацией положительными ионами, т. е. положим  $\beta = 0$ .

Все  $n_0 (e^{\alpha \delta} - 1)$  положительных ионов, образованных лавиной электронов, ударяются о катод и вызывают выделение с катода  $\gamma n_0 (e^{\alpha \delta} - 1)$  новых электронов. Таким образом с катода будет вылетать уже не  $n_0$  электронов, вызванных внешним ионизатором, а большее число, соответственно и число положительных ионов, ударяющихся о катод, будет больше. Обозначим через  $n_1$  общее число электронов, вылетающих с катода в единицу времени при стационарном режиме. Так как это число складывается из  $n_0$  электронов, обязанных своим выделением постороннему ионизатору, и из  $\gamma n_1 (e^{\alpha \delta} - 1)$  электронов, освобожденных из катода положительными ионами, образованными лавиной электронов, то

$$n_1 = n_0 + \gamma n_1 (e^{\alpha \delta} - 1). \quad (5)$$

С другой стороны, если с катода вылетает  $n_1$  электронов, то до анода достигает согласно (2)

$$n_a = n_1 e^{\alpha \delta} \quad (6)$$

электронов. (5) и (6) дают:

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha\delta} - 1)}, \quad (7)$$

$$n_a = \frac{n_0 e^{\alpha\delta}}{1 - \gamma(e^{\alpha\delta} - 1)}. \quad (8)$$

Так как на аноде весь разрядный ток переносится электронами (выделения положительных ионов с анода обычно нет), то, умножая на заряд электрона, находим для плотности разрядного тока одно из данных Таунсендом выражений:

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha\delta}}{1 - \gamma(e^{\alpha\delta} - 1)}. \quad (9)$$

При наличии искажающих равномерное поле пространственных зарядов вместо (9) будем иметь:

$$i = i_0 \frac{e^{\int_0^{\delta} \alpha dx}}{1 - \gamma(e^{\int_0^{\delta} \alpha dx} - 1)}. \quad (10)$$

(9) и (10) приобретают значение большее, чем простое решение для случая  $\beta = 0$ , если под  $\gamma$  подразумевать условный коэффициент, охватывающий как поверхностную и объемную ионизацию, производимую положительными ионами, так и все другие возможные процессы на катоде, например, фотоэффект коротковолнового излучения, возникающего в самом разряде при возвращении возбужденных ударами электронов атомов в нормальное состояние и выделение электронов, вследствие ударов метастабильных атомов о катод.

В своей первоначальной теории Таунсенд придавал очень большое значение объемной ионизации. Поэтому он вывел первоначально выражение для тока несамостоятельного разряда, учитывая лишь коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  и пренебрегая теми процессами, которые находят свое отражение в коэффициенте  $\gamma$ . Мы дадим здесь вывод Таунсенда в расширенном виде, учитывая одновременно все три коэффициента  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ , но с обычными ограничениями теории Таунсенда — плоские электроды, отсутствие искажения поля пространственными зарядами. Выделим, как и выше, в газе слой  $dx$  (рис. 134) и будем обозначать число электронов, приходящееся в какой-либо точке на один кубический сантиметр, через  $n_e$ , соответствующее число положительных ионов через  $n_p$ . Скорость передвижения электронов и ионов в направлении поля принимаем постоянной и равной соответственно подвижности электрона или иона, умноженной на напряженность поля. Скорость электронов обозначим через  $v_e$ , скорость положительных ионов через  $v_p$ . Выделим на наших плоскостях  $x$  и  $x + dx$  площадки в  $1 \text{ см}^2$ , лежащие одна против другой. Число электронов, находящихся в тонком слое, ограниченном нашими площадками, будет  $n_e \cdot dx$ , точно так же число ионов будет  $n_p \cdot dx$

Через площадку  $1 \text{ см}^2$  в наш слой входит в  $1 \text{ сек}$   $n_e \cdot v_e$  электронов, через такую же площадку выходит  $\left[ n_e \cdot v_e + \frac{\partial}{\partial x} (n_e \cdot v_e) dx \right]$  электронов. Так мы должны написать, потому что величина  $n_e \cdot v_e$  есть функция от  $x$ .

Вычитая число электронов, выходящих из нашего элементарного слоя, из числа входящих, находим:

$$n_e \cdot v_e - \left[ n_e \cdot v_e + \frac{\partial}{\partial x} (n_e \cdot v_e) dx \right] = - \frac{\partial}{\partial x} (n_e \cdot v_e) dx;$$

таково приращение числа электронов в нашем элементарном слое, происходящее вследствие их движения. Точно так же найдем и приращение числа положительных ионов, вычитая из числа входящих в наш слой со стороны анода число выходящих в сторону катода:

$$+ \frac{\partial}{\partial x} (n_p \cdot v_p) dx.$$

Так как каждый электрон образует на  $1 \text{ см}$  своего пути от катода к аноду  $\alpha$  электронов и столько же ионов, то на пути через наш слой каждый из  $n_e \cdot v_e$  входящих в слой электронов образует в нем  $\alpha \cdot dx$  электронов, а все вместе  $\alpha \cdot n_e \cdot v_e \cdot dx$  электронов и столько же ионов. Точно так же проходящие через слой в единицу времени ионы дают  $\beta n_p \cdot v_p \cdot dx$  ионизаций столкновением. Прибавляя эти числа новых свободных электронов, образуемых столкновениями в нашем слое, к вычисленному выше приращению числа электронов вследствие их передвижения, находим, что число электронов  $n_e \cdot dx$ , приходящееся на рассматриваемый нами слой основанием в  $1 \text{ см}^2$  и толщиной  $dx$ , меняется во времени по такому закону:

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_e \cdot dx) = - \frac{\partial}{\partial x} (n_e \cdot v_e) dx + \alpha n_e \cdot v_e \cdot dx + \beta n_p \cdot v_p \cdot dx,$$

откуда:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = - \frac{\partial (n_e \cdot v_e)}{\partial x} + \alpha n_e \cdot v_e + \beta n_p \cdot v_p. \quad (11)$$

Точно так же для изменения во времени числа ионов в  $1 \text{ см}^3$  находим:

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = + \frac{\partial (n_p \cdot v_p)}{\partial x} + \alpha n_e \cdot v_e + \beta n_p \cdot v_p. \quad (12)$$

Электрический заряд, переносимый в  $1 \text{ сек}$  потоком электронов через  $1 \text{ см}^2$  плоскости, параллельной катоду и аноду, будет:

$$i_e = en_e v_e. \quad (13)$$

Ток, переносимый через тот же  $1 \text{ см}^2$  ионами, будет:

$$i_p = en_p v_p. \quad (14)$$

В первом случае переносятся отрицательные заряды от катода к аноду (слева направо), во втором — положительные заряды от анода к катоду

(справа налево). Общий ток через 1 см<sup>2</sup> (или плотность тока в разрядной трубке) будет:

$$i = i_e + i_p = en_e v_e + en_p v_p, \quad (15)$$

откуда:

$$n_e v_e + n_p v_p = \frac{i}{e}. \quad (16)$$

Уравнения (11) и (12) представляют собой дифференциальные уравнения, которым удовлетворяет концентрация электронов  $n_e$  и ионов  $n_p$ . В случае однородного поля между плоскими электродами  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $v_p$  и  $v_e$  будут величинами постоянными. Для решения задачи, кроме уравнений (11) и (12), надо иметь граничные условия и воспользоваться равенством (16). Решение, проведенное в общем виде, дало бы нам закон нарастания  $n_e$  и  $n_p$  в каждой точке разряда со временем.

Упростим задачу, переходя к случаю установившегося потока ионов и электронов, т. е. к случаю стационарного разряда. В этом случае  $n_e$  и  $n_p$  в каждой точке разряда остаются постоянными во времени, и уравнения (11) и (12) принимают вид:

$$-\frac{d(n_e \cdot v_e)}{dx} + \alpha n_e \cdot v_e + \beta n_p \cdot v_p = 0, \quad (17)$$

$$\frac{d(n_p \cdot v_p)}{dx} + \alpha n_e \cdot v_e + \beta n_p \cdot v_p = 0. \quad (18)$$

Исключая  $n_p \cdot v_p$  из (17), пользуясь равенством (16) находим:

$$-\frac{d(n_e v_e)}{dx} + (\alpha - \beta) n_e v_e + \beta \frac{i}{e} = 0. \quad (19)$$

При установившемся режиме:  $i = \text{const}$ .

Точно так же получаем:

$$\frac{d(n_p v_p)}{dx} + (\beta - \alpha) n_p v_p + \alpha \frac{i}{e} = 0. \quad (20)$$

Чтобы проинтегрировать уравнение (19), находим частный его интеграл в виде постоянной величины

$$n_e \cdot v_e = -\frac{\beta}{\alpha - \beta} \frac{i}{e} \quad (21)$$

и полный интеграл соответствующего однородного линейного уравнения и по правилам интегрирования неоднородных линейных уравнений берем для нахождения искомого полного интеграла уравнения (19) сумму этих двух интегралов. Находим:

$$n_e \cdot v_e = C \cdot e^{(\alpha - \beta)x} - \frac{\beta}{\alpha - \beta} \frac{i}{e}. \quad (22)$$

Умножая обе части равенства (22) на заряд электрона  $e$  и пользуясь равенством (13), пишем вместо (22):

$$i_e = eC e^{(\alpha - \beta)x} - \frac{\beta}{\alpha - \beta} i. \quad (23)$$

у поверхности катода электронный ток  $i_e$  составляется, как разобрано выше, из тока, вызываемого посторонним ионизатором (фототок),  $i_0$  и из тока электронов, выделяемых из катода ударами положительных ионов (а в общем случае и путем прочих процессов, находящих свое отражение в коэффициенте  $\gamma$ ). Поэтому, обозначая общий электронный ток с катода через  $i_{ek}$ , а ток ионов, ударяющихся о катод, через  $i_{pk}$ , мы можем написать в качестве пограничного условия задачи на катоде:

$$i_{ek} = i_0 + \gamma i_{pk}$$

или, так как  $i_{ek} + i_{pk} = i$ ,

$$i_{ek} = i_0 + \gamma(i - i_{ek}) \quad (24)$$

и отсюда согласно (23), полагая  $x = 0$ ,

$$i_{ek} = \frac{i_0 + \gamma i}{1 + \gamma} = eC - \frac{\beta}{\alpha - \beta} i$$

или

$$eC = \frac{i_0 + \gamma i}{1 + \gamma} + \frac{\beta}{\alpha - \beta} i = \frac{(\alpha - \beta) i_0 + (\alpha \gamma + \beta) i}{(1 + \gamma)(\alpha - \beta)}. \quad (25)$$

Следовательно при любом  $x$

$$i_e = \frac{(\alpha - \beta) i_0 + (\alpha \gamma + \beta) i}{(1 + \gamma)(\alpha - \beta)} e^{(\alpha - \beta)x} - \frac{\beta}{\alpha - \beta} i. \quad (26)$$

Второе пограничное условие получаем, написав, что на аноде весь разрядный ток равен электронному току, т. е. при  $x = \delta$   $i_e = i$ . Подставляя это значение  $i_e$  в (26) и решая относительно  $i$ , находим:

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) \cdot e^{(\alpha - \beta)\delta}}{(1 + \gamma)\alpha - (\alpha \gamma + \beta) e^{(\alpha - \beta)\delta}}. \quad (27)$$

Выражение (27) впервые указано (без строгого вывода) Дюбуа [10].

Полагая в (27)  $\beta = 0$ , приходим к уже известному нам выражению (9). Полагая в (27)  $\gamma = 0$ , находим выражение, первоначально выведенное Таунсендом, а именно

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)\delta}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)\delta}}. \quad (28)$$

Если дальше пренебречь в (9) коэффициентом  $\gamma$  или в (28) коэффициентом  $\beta$ , то приходим к выведенному ранее закону нарастания лавины без учета ионизации положительными ионами и процессов на катоде (3).

$\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  являются функциями напряженности поля  $E$  притом такими, что с увеличением  $E$  знаменатели выражений (9), (28) или (27) уменьшаются в полном соответствии с тем экспериментальным фактом, что при увеличении разности потенциалов между электродами сила тока самостоятельного разряда увеличивается. При такой разности потенциалов между катодом и анодом, при которой знаменатель в выражении для  $i$  стремится к нулю,  $i$  стремится к сколь угодно большим значениям независимо от вызываемого действием постороннего ионизатора тока  $i_0$ . Поэтому равенство нулю знаменателя в выражении для  $i$  Таунсенд счи-

тает условием перехода разряда в самостоятельный. Более строгий подход к этому вопросу следующий. При самостоятельном разряде  $i_0 = 0$ ; для стационарного самостоятельного разряда пограничное условие на катоде вместо (24) принимает вид:

$$i_{ek} = \gamma i_{pk} = \gamma (i - i_{ek})$$

или

$$i_{ek} = i \frac{\gamma}{1 + \gamma}. \quad (29)$$

В этом случае для константы интегрирования находим

$$e \cdot C = i \frac{\gamma}{1 + \gamma} + i \frac{\beta}{\alpha - \beta}. \quad (30)$$

Подставляя в (23), получаем однородное уравнение

$$i = i \frac{\alpha\gamma + \beta}{(1 + \gamma)(\alpha - \beta)} e^{(\alpha - \beta)\delta} - i \frac{\beta}{\alpha - \beta}. \quad (31)$$

Из (31)  $i$  выпадает. Сокращая на  $i$ , получаем после небольших преобразований как условие устойчивости самостоятельного разряда

$$(1 + \gamma)\alpha - (\alpha\gamma + \beta)e^{(\alpha - \beta)\delta} = 0; \quad (32)$$

при  $\beta = 0$  это дает

$$\gamma(e^{\alpha\delta} - 1) = 1. \quad (33)$$

При  $\gamma = 0$

$$\alpha - \beta \cdot e^{(\alpha - \beta)\delta} = 0. \quad (34)$$

Во всех случаях мы получаем то же, что дает приравнение нулю знаменателя в соответствующем выражении для  $i$ . Дополним серию выражений (9), (26) и (27), (33), (34) и (32) выражением, выведенным недавно Лёбом [30] для случая, когда основным процессом на катоде является фотоэффект под действием излучения атомов, возбужденных в разрядном промежутке ударами электронов. Пусть каждый электрон, продвигаясь на 1 см от катода к аноду, производит не только  $\alpha$  ионизаций, но еще вызывает своими столкновениями с атомами газа на этом пути появление  $\vartheta$  фотонов путем возбуждения  $\vartheta$  атомов и их возвращения в нормальное состояние. Обозначим через  $\mu$  средний коэффициент поглощения соответствующего излучения, через  $g$ —коэффициент, зависящий от формы электродов и указывающий, какая доля возникших в разрядном промежутке фотонов попадает на катод, через  $\eta$ —среднюю эффективность соударения отдельного фотона с катодом, т. е. число фотоэлектронов, приходящихся на один, проникший внутрь катода фотон. Пусть  $n_0$ —попрежнему число фотоэлектронов, освобождаемых из катода посторонним ионизатором,  $n_1$ —общее число покидающих катод в единицу времени электронов. Согласно закону нарастания электронной лавины на расстоянии  $x$  от катода путь  $dx$  пролетает  $n_1 e^{\alpha x}$  электронов. Из числа образованных ими на этом пути фотонов катода достигают

$$dz = n_1 e^{\alpha x} g \vartheta e^{-\mu x} dx \quad (35)$$

фотонов и освобождают из поверхности катода  $\eta dz$  новых электронов. Проинтегрировав выражение (35) от  $x = 0$  до  $x = \delta$ , находим, что все образованные электронной лавиной в разрядном промежутке фотоны в общей сложности освобождают из катода

$$\eta z = \eta n_1 \frac{g \vartheta}{\alpha - \mu} [e^{(\alpha - \mu)\delta} - 1] \text{ электронов.} \quad (36)$$

Общее число электронов, покидающих каждый квадратный сантиметр поверхности катода в единицу времени, равно:

$$n_1 = n_0 + \eta n_1 \frac{g \vartheta}{\alpha - \mu} [e^{(\alpha - \mu)\delta} - 1]. \quad (37)$$

Решая относительно  $n_1$ , вставляя полученное выражение в (6) и вспоминая, что на аноде электронный ток равен общему току, находим:

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \frac{\eta g \vartheta}{\alpha - \mu} [e^{(\alpha - \mu)\delta} - 1]} \quad (38)$$

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha\delta}}{1 - \frac{\eta g \vartheta}{\alpha - \mu} [e^{(\alpha - \mu)\delta} - 1]}. \quad (39)$$

Обозначая  $\frac{\eta g \vartheta}{\alpha - \mu}$  через  $\gamma$ , находим:

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha\delta}}{1 - \gamma (e^{(\alpha - \mu)\delta} - 1)} \quad (40)$$

— выражение, в точности совпадающее с выражением (9) в тех случаях, когда можно пренебречь  $\mu$  по сравнению с  $\alpha$ , что, как указывает Лёб, вполне возможно при давлениях газа меньших 100 тор.

Условие устойчивости самостоятельного разряда или, что то же, условие перехода из несамостоятельного разряда в самостоятельный получим непосредственно из (37), приравняв  $n_0$  нулю. Найдем:

$$\eta \frac{g \vartheta}{\alpha - \mu} (e^{(\alpha - \mu)\delta} - 1) = 1. \quad (41)$$

Все четыре условия устойчивости (32), (33), (34) и (41) можно написать в одинаковой форме, а именно:

$$\left. \begin{aligned} \frac{(1 + \gamma)\alpha}{\alpha\gamma + \beta} &= e^{(\alpha - \beta)\delta} \\ \frac{1}{\gamma} &= e^{\alpha\delta} - 1 \\ \frac{\alpha}{\beta} &= e^{(\alpha - \beta)\delta} \\ \frac{\alpha - \mu}{\eta g \vartheta} &= e^{(\alpha - \mu)\delta} \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

Во всех тех случаях, когда можно пренебречь  $\beta$  по сравнению с  $\alpha$

(или с  $\alpha\gamma$ ),  $\mu$  по сравнению с  $\alpha$  и единицей по сравнению с  $e^{\alpha\delta}$ , все четыре выражения (42) принимают вид:

$$\frac{1}{\gamma} = e^{\alpha\delta}. \quad (43)$$

Причем через  $\gamma$  здесь обозначено соответственно  $\frac{\alpha}{\beta}$  или  $\frac{\eta g \delta}{\alpha}$ . Это сопоставление формул, выведенных для различных крайних случаев, вполне оправдывает пользование в общем случае упрощенными выражениями (9) и (33).

Для экспериментального определения коэффициента  $\alpha$  Таунсенд поступал следующим образом. При помощи микрометрического винта он изменял расстояние  $\delta$  между катодом и анодом, накладывая между ними при каждом измерении такую разность потенциалов, чтобы напряженность поля  $E$  оставалась неизменной и определял каждый раз силу разрядного тока. Катод освещался при этом ультрафиолетовым светом. Откладывая по оси абсцисс  $\delta$ , а по оси ординат  $\ln i$ , Таунсенд получил линию, состоящую из прямолинейного отрезка  $OA$  рис. 135 и кривой  $AB$ . Прямолинейный отрезок  $OA$  соответствует случаю, когда вследствие сравнительно малого числа образуемых лавиной положительных ионов и возбужденных атомов можно пренебречь процессами на катоде и положить  $n_1 = n_0$ . Действительно, в этом случае ток может быть определен по выражению (3), что после логарифмирования дает уравнение прямой

$$y = Ax + C,$$

где

$$y = \ln i \quad x = \delta \quad C = \ln i_0.$$

Отклонение полученной линии от прямой на участке  $AB$  Таунсенд объяснял, пользуясь выведенным им выражением (28).  $\alpha$  он определял как тангенс угла наклона отрезка  $OA$ . Зная  $\alpha$ , он подсчитывал  $\beta$  из (28). В последнее время измерения Таунсенда были повторены с разными газами несколькими исследователями при усовершенствованной лабораторной технике как при высоких, так и при низких давлениях [36, 42, 45, 48, 68]. Все эти исследователи определяют  $\alpha$  по наклону прямолинейной части кривой. Что касается криволинейного участка  $AB$ , то Варней, Уайт, Лёб и Позин<sup>[61]</sup> показали путем теоретического расчета, что появление его может быть вызвано не только процессами объемной ионизации положительными ионами ( $\beta$ ) или процессами на катоде ( $\gamma$ ), причем те и другие процессы приводят к одной и той же кривой (при условии  $\gamma = \frac{\beta}{\alpha}$ ), но и искажением поля пространственными зарядами. Этот вывод подтверждается измерениями Позина<sup>[45]</sup>, который показал экспериментально, что при уменьшении начального фототока  $i_0$  (что достигается уменьшением освещенности катода) криволинейный участок зависимости

$\ln i = f(\delta)$  лежит ближе к продолжению прямой  $OA$ , чем при большом  $i$ . Кривые, характеризующие зависимость  $\alpha$  от напряженности поля, приведены в следующем параграфе.

Приведенные выше формулы для плотности тока несамостоятельного разряда выведены при молчаливом допущении, что электроны покидают катод с ничтожно малой начальной скоростью. В таком случае мы имели бы право пренебречь их упругими столкновениями и приравнять  $i_0$  плотности фототока, вызываемого посторонним ионизатором в вакууме. На самом деле начальная скорость не равна нулю. Если после столкновения электрон летит обратно

по направлению к катоду, то его энергии (начальная энергия при вылете, плюс накопленная в электрическом поле, минус ничтожная потеря при упругих столкновениях) достаточно, чтобы преодолеть задерживающее его теперь поле и попасть на катод. Вследствие этого явления электронный ток с катода при наличии газа будет меньше, чем в вакууме. Выведем формулу для тока с катода в газ при большом давлении [32, 38, 63]. При Максвелловском распределении скоростей между электронами, на  $1 \text{ см}^2$  катода их попадает согласно (68) главы II

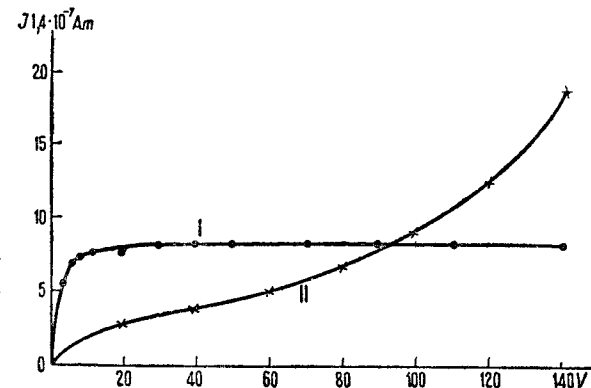


Рис. 136.

$$\frac{nG}{\sqrt{6\pi}},$$

где  $n$  — число электронов в кубическом сантиметре,  $G$  — средняя квадратичная скорость электронов. При подвижности электронов  $K_e$  ток электронов от катода в направлении к аноду равен  $i_k = n \cdot e K_e E$  (44), где  $E$  — напряженность поля. Таким образом из  $n_0$  электронов, выходящих из поверхности катода в течение одной секунды под действием внешнего ионизатора  $\frac{nG}{\sqrt{6\pi}}$  возвращаются за то же время на катод, и  $nK_e E$  уносятся током, так что:

$$i_0 = n_0 e = \frac{nGe}{\sqrt{6\pi}} + n e K_e E. \quad (45)$$

Исключая  $n$  из (44) и (45), находим данную Томсоном формулу для плотности фототока с катода с учетом обратной диффузии:

$$i_k = i_0 \frac{\sqrt{6\pi} K_e E}{G + \sqrt{6\pi} K_0 E}; \quad (46)$$

$i_k$  будет тем меньше отличаться от  $i_0$ , чем больше  $E$  и чем больше по-



движность электронов, т. е. чем меньше давление газа. Для иллюстрации приводим кривые (рис. 136). На этом рисунке приведены вольтамперные характеристики тока в вакууме (I) и в неоне (II) при давлении 2 тор при одном и том же освещении катода. До разности потенциалов между электродами в 19 вольт, электроны не могут не только ионизировать, но и возбуждать атомы неона. Поэтому различие между обеими кривыми тока в вакууме от нуля до 19 вольт объясняется исключительно обратной диффузией электронов.

Та разность потенциалов между электродами, при которой разряд из самостоятельного переходит в самостоятельный, называется „пробивным напряжением“, „потенциалом пробоя“, „потенциалом зажигания газового разряда“ или „искровым потенциалом“. Последнее название появилось потому, что при пробое воздуха при атмосферном давлении обычно возникает искровой разряд. Те случаи, когда „искровой потенциал“ не совпадает с начальным потенциалом зажигания самостоятельного разряда, будут указаны в главе о коронном разряде.

Зная из опыта для какого-либо данного газа коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  и их зависимость от напряженности поля, Таунсенд подсчитывал на основании формулы (34) потенциал зажигания и получал очень хорошее совпадение с экспериментальными данными. Это послужило причиной, почему теорию Таунсенда долгое время считали за лучшее отображение действительности, чем это имеет место на самом деле.

Для электродов неплоской формы, задача подсчета нарастания лавины электронов, вычисления тока самостоятельного разряда и установления условий пробоя в общем случае чрезвычайно сложна. При больших давлениях газа, когда свободный пробег электронов, а также приобретаемые ими, на протяжении одного свободного пробега, скорости очень малы, задача несколько упрощается. В этом случае с большим приближением к истине можно принять, что электроны и ионы передвигаются и лавины электронов нарастают вдоль силовых линий поля. В выражениях (9) и (33) вместо  $ad$  появляются интегралы, взятые вдоль силовой линии от катода до анода, и мы имеем:

$$i = i_0 \frac{e^{\int_{\text{катод}}^{\text{анод}} \alpha dn}}{1 - \gamma \left( e^{\int_{\text{катод}}^{\text{анод}} \alpha dn} - 1 \right)} \quad (47)$$

и в качестве условия устойчивости:

$$\gamma \left( e^{\int_{\text{катод}}^{\text{анод}} \alpha dn} - 1 \right) = 1 \quad (48)$$

$n$  отсчитывается вдоль силовой линии.

Литература ко всему параграфу [39, 66, 67, 71].

§ 2. Переходная форма разряда от Таунсендовского к тлеющему. Переход от самостоятельного разряда к самостоятельному обычно сопровождается резким увеличением силы тока и резким появлением све-

чения газа. Однако, если ввести в цепь очень большое сопротивление, то переход от самостоятельного разряда к самостоятельному совершается постепенно и можно наблюдать переходные формы разряда между Таунсендовским и тлеющим разрядом<sup>[4,5,6]</sup>. При сопротивлении порядка  $10^6$  ом при малых давлениях после наложения пробойной разности потенциалов около анода появляется слабое свечение. Это объясняется тем, что около анода в лавине больше всего электронов и здесь происходит наибольшее число возбуждений атомов. При уменьшении внешнего сопротивления, с увеличением тока начинается искажение поля пространственными зарядами и свечение начинает распространяться в направлении к катоду. При дальнейшем увеличении силы тока свечение газа начинает распадаться на характерные для тлеющего разряда части и падение потенциала в трубке сосредотачивается в катодных частях разряда.

§ 3. Коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  Таунсенда. Закон Пашена. Таунсенд сделал попытку связать макроскопические коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  с кинетикой электронов и ионов. Вывод его можно представить в следующем виде.

Пусть  $\lambda_0$  — средний свободный пробег электрона в газе. Тогда число столкновений электрона с молекулами газа на 1 см пути электрона будет  $N = \frac{1}{\lambda_0}$ ; из этих столкновений приведут к ионизации молекул газа только те, при которых скорость электрона будет равна или больше скорости, соответствующей ионизационному потенциалу газа  $V_i$ . Если мы обозначим напряженность поля, в котором движется электрон, через  $E$ , то для того, чтобы получить скорость, соответствующую ионизационному потенциалу, электрону придется пробежать свободный путь  $\lambda_i$ , удовлетворяющий равенству:

$$E \cdot \lambda_i = V_i. \quad (49)$$

Согласно кинетической теории газов (гл. II), если у нас из некоторой точки в газе вылетают  $N$  электронов, то свободный путь, больший

чем  $\lambda_i$ , пробегут  $N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_0}}$  электронов. Те рассуждения, которые приложимы к  $N$  электронам, движущимся одновременно, приложимы также к одному электрону, пробегающему последовательно  $N$  отдельных свободных путей между столкновениями, так как беспорядочное чередование свободных пробегов различной длины ничем не будет отличаться от такого же беспорядочного распределения их между  $N$  отдельными электронами, так как и там и здесь столкновения подчиняются закону случая. Таким образом мы приходим к выводу, что из  $N$  столкновений,

которые электрон испытает на 1 см своего пути, только в  $N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_0}}$  случаях электрон пробежит перед столкновением путь, больший  $\lambda_i$ , и потому будет способен ионизировать молекулу газа. Для подсчета числа ионизаций  $\alpha$ , происходящих на 1 см пути электрона в газе, следовало бы

помножить число  $N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_0}}$  на вероятность ионизации, так как мы знаем, что далеко не каждое столкновение приводит к ионизации. Но Таунсенд упрощает задачу, вводя допущение, что при скоростях, меньших ионизационной, вероятность ионизации равна нулю, а при скоростях, боль-

ших ионизационной, вероятность ионизации равна единице, т. е. каждое столкновение приводит к ионизации. Кроме того Таунсенд предполагает, что при каждом неупругом столкновении электрон целиком теряет всю накопленную кинетическую энергию. Первое допущение дает Таунсенду возможность не высчитывать среднюю вероятность ионизации и считать

$N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_0}}$  за число ионизаций, происходящих на 1 см пути электрона, т. е. написать:

$$\alpha = N \cdot e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_0}}. \quad (50)$$

Заменяя  $\lambda_i$  через  $\frac{V_i}{E}$ , согласно (49), и  $\lambda_0$  через  $\frac{1}{N}$ , находим:

$$\alpha = N \cdot e^{-\frac{V_i N}{E}}. \quad (51)$$

Эти рассуждения допустимы, если средняя длина свободного пути мала по сравнению с расстоянием между электродами.

Обозначая число столкновений на единице пути электрона при давлении, равном единице, через  $N_0$  и принимая во внимание, что число столкновений прямо пропорционально давлению, можно написать:

$$N = N_0 p,$$

и, далее:

$$\alpha = p \cdot N_0 \cdot e^{-\frac{N_0 V_i p}{E}},$$

или

$$\frac{\alpha}{p} = N_0 e^{-\frac{N_0 V_i}{E/p}}. \quad (52)$$

Совершенно таким же путем найдем для функции  $\beta$ :

$$\beta = p M_0 \cdot e^{-\frac{M_0 U_i p}{E}}; \\ \frac{\beta}{p} = M_0 e^{-\frac{M_0 U_i}{E/p}}, \quad (53)$$

где  $M_0$  и  $U_i$  имеют то же значение по отношению к положительным ионам, как  $N_0$  и  $V_i$  — по отношению к электронам.

Формулы (52) и (53) показывают, что функции  $\alpha$  и  $\beta$  обладают тем свойством, что отношения  $\frac{\alpha}{p}$  и  $\frac{\beta}{p}$  не являются функциями  $E$  и  $p$  в отдельности, а функциями отношения  $\frac{E}{p}$ . Та разность потенциалов, которую электрон или ион пробегают от одного столкновения до другого, в среднем равна  $\lambda_0 E$ . Так как  $\lambda_0$  обратно пропорционально  $p$ , то  $\frac{E}{p} = k \lambda_0 E$ , где  $k$  — некоторый постоянный множитель. Таким образом (52) и (53) говорят нам, что  $\frac{\alpha}{p}$  и  $\frac{\beta}{p}$  являются функциями разности потенциа-

лов, пробегаемой электроном или ионом от одного столкновения до другого. Так как и  $\alpha$  или  $\beta$ , и  $p$  прямо пропорциональны числу столкновений электрона на пути в 1 см, то это равносильно тому, что средняя вероятность ионизации есть функция пробегаемой электроном разности потенциалов.

Напишем условие возникновения самостоятельного разряда между плоскими электродами по Таунсенду (34) в форме:

$$\frac{\alpha}{\beta} = e^{(\alpha-\beta)\delta} \quad (54)$$

и подставим вместо  $\alpha$  и  $\beta$  их значения по Таунсенду. Заменим при этом  $E$  через  $\frac{V}{\delta}$ , понимая под  $V$  разность потенциалов между плоскими электродами. Получим:

$$\frac{N_0}{M_0} e^{(M_0 U_i - N_0 V_i) \frac{p\delta}{V}} = e^{p\delta} (e^{-N_0 V_i \frac{p\delta}{V}} - e^{-M_0 U_i \frac{p\delta}{V}}). \quad (55)$$

В условии (55)  $M_0$ ,  $N_0$ ,  $U_i$ ,  $V_i$  — постоянные для данного газа величины,  $V$  — разность потенциалов между электродами, при которой возникает самостоятельный разряд. Формула (55) показывает нам, что потенциал зажигания газового разряда является функцией произведения  $p\delta$ , а не отдельно  $p$  и  $\delta$ . Другими словами, если в двух разрядных трубках с плоскими электродами и одним и тем же газом произведение из давления на расстояние между электродами одно и то же, то и потенциал зажигания в обоих случаях также один и тот же.

Этот закон был установлен Пашеном из опыта еще до появления теории Таунсенда и носит название закона Пашена.

Если исходить не из условия пробоя в виде (34), а воспользоваться более общей формулой (32) или формулой (33), то закон Пашена вытекает из этих выражений при условии, что  $\gamma$ , так же как  $\frac{\alpha}{p}$  и  $\frac{\beta}{p}$ , является функцией  $\frac{E}{p}$ .

Когда  $\gamma$  имеет условное значение  $\frac{\beta}{\alpha}$  или ему подобное, то такая зависимость очевидна. В том случае, когда  $\gamma$  характеризует выделение электронов под действием ударов положительных ионов о катод, положение  $\gamma = f\left(\frac{E}{p}\right)$  обозначает, что  $\gamma$  есть функция энергии, приобретаемой положительным ионом на каждом свободном пробеге перед катодом.

При высоких давлениях газа (порядка сотни атмосфер) наблюдаются отступления от закона Пашена [33, 41, 51, 54].

Таунсенд обобщил закон Пашена следующим образом. Сравним между собой два случая разряда в одном и том же газе. Пусть во втором случае все линейные размеры электродов и их расстояние между собой в  $k$  раз больше, чем в первом, а давление в  $k$  раз меньше,

чем в первом. Разность потенциалов  $V$  между электродами одна и та же. Тогда

	в первом случае	во втором случае	(56)
расстояние между электродами .	$\delta$	$k\delta$	
давление . . . . .	$p$	$p/k$	
напряженность поля в соответствующих точках . . . . .	$E$	$E/k$	

Такие два разряда мы назовем *подобными*.

Напишем таунсендовское выражение для  $\alpha$  и  $\beta$  в общем виде без уточнения вида функции.

Для первого случая:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\alpha_1}{p} &= f_1 \left( \frac{E}{p} \right), \\ \frac{\beta_1}{p} &= f_2 \left( \frac{E}{p} \right). \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

Для второго случая [пользуемся табличкой (56)]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\alpha_2}{p/k} f_1 \left( \frac{E/k}{p/k} \right) \text{ или } k\alpha_2 &= \alpha_1, \\ \frac{\beta_2}{p/k} f_2 \left( \frac{E/k}{p/k} \right) \text{ или } k\beta_2 &= \beta_1. \end{aligned} \right\} \quad (58)$$

Допустим, согласно сказанному выше, что  $\gamma = f \left( \frac{E}{p} \right)$ . В таком случае

$$\gamma_1 = f \left( \frac{E}{p} \right); \quad \gamma_2 = f \left( \frac{E/k}{p/k} \right) = \gamma_1. \quad (59)$$

Допустим, что при данной разности потенциалов удовлетворено условие возникновения самостоятельного разряда (33) в случае 1:

$$\gamma_1 \left( e^{\int_0^{\delta_1} \alpha_1 dn_1} - 1 \right) = 1.$$

Здесь интеграл берется вдоль силовой линии. Напишем левую часть такого же выражения для случая 2:

$$\gamma_2 \left( e^{\int_0^{\delta_2} \alpha_2 dn_2} - 1 \right).$$

Вследствие геометрического подобия конфигурации электродов и силовых линий

$$\delta_2 = k\delta_1, \quad n_2 = kn_1, \quad dn_2 = kdn_1.$$

Сравнивая соответствующие элементы интегралов

$$\int_0^{\delta_1} \alpha_1 dn_1 \quad \text{и} \quad \int_0^{\delta_2} \alpha_2 dn_2,$$

видим, что эти элементы соответственно равны, так как

$$\alpha_2 dn_2 = \frac{\alpha_1}{k} \cdot kdn_1$$

число элементов в обоих интегралах одно и то же. Следовательно,

$$\int_0^{\delta_2} \alpha_2 dn_2 = \int_0^{\delta_1} \alpha_1 dn_1$$

и

$$\gamma_2 \left( e^{\int_0^{\delta_2} \alpha_2 dn_2} - 1 \right) = \gamma_1 \left( e^{\int_0^{\delta_1} \alpha_1 dn_1} - 1 \right) = 1.$$

Таким образом, если при данной разности потенциалов  $V$  условие возникновения самостоятельного разряда удовлетворено для первой конфигурации электродов, то оно удовлетворено и для второй. *Подобные разряды*, т. е. разряды, в которых конфигурация электродов и их взаимное расположение подобны, а давления газа обратно пропорциональны линейным размерам и расстояниям электродов, имеют один и тот же потенциал зажигания.

Применение закона подобия не ограничивается переходом разряда из самостоятельного в самостоятельный. Как и в случае закона Пашена для плоских электродов, подобие основано на том, что в обоих разрядах энергия электронов в соответствующих точках увеличивается при одном свободном пробеге на одну и ту же величину. Если поставить вопрос шире и принять во внимание не только процессы ионизации и возбуждения при неупругих соударениях электронов с атомами и молекулами, но и другие процессы, то ближайшее рассмотрение показывает, что подобие разрядов сохраняется при наличии процессов: диффузии электронов и ионов, образовании отрицательных ионов, взаимной рекомбинации ионов в объеме газа при больших давлениях, рекомбинации на поверхности стенок и электродов, выделении электронов из катода под действием положительных ионов и метастабильных атомов (при условии одной и той же работы выхода электродов) и ионизации соударениями 2-го рода при одной и той же  $0/0$ -й концентрации примеси к основному газу. Напротив, подобие двух разрядов не может иметь место при наличии в заметной степени таких процессов: взаимная рекомбинация положительных и отрицательных ионов в объеме газа при низких давлениях, рекомбинация ионов и электронов в объеме газа, ступенчатая ионизация.

Справедливость закона Пашена, являющегося частным случаем законов подобия газовых разрядов, показывает, что при переходе разряда из самостоятельного в самостоятельный рекомбинация ионов и элект-

тронов в объеме газа и ступенчатая ионизация не играют существенной роли и, следовательно, пренебрежение этими процессами, при построении теории несамостоятельного разряда и теории пробоя, законно.

Хотя выражения (52) и (53) и приводят к законам подобия, они не дают правильных наблюдаемых на опыте значений коэффициентов  $\alpha$  при подстановке вместо  $V_i$  и  $N_0$  их хорошо известных значений. Более того, если идти обратным путем и по экспериментально наблюдаемым значениям  $\alpha$  определить из (52)  $V_i$ , то для гелия ионизационный потенциал получается много ниже, а, например, для азота много выше действительного. Причина такого расхождения заключается в неприменимости тех грубых допущений, которые положены Таунсендом в основу его подсчета  $\alpha$ . Формулой (52) в настоящее время пользуются как эмпирической в виде

$$\alpha = c_1 e^{-\frac{c_2}{E}}, \quad (60)$$

определяя  $c_1$  и  $c_2$  из опыта. Недавно Позин показал, основываясь на результатах экспериментального определения  $\alpha$  для воздуха его самого и Сандерса, что в этом случае  $\alpha$  хорошо следует следующим эмпирическим формулам [30]:

а) в области значений

$$\text{от } \frac{E}{p} = 20 \frac{\text{см}}{\text{тор}} \text{ до } \frac{E}{p} = 40 \frac{\text{см}}{\text{тор}} \quad \frac{\alpha}{p} = A_1 e^{B_1 \frac{E}{p}},$$

где  $A_1 = 5,76 \cdot 10^{-7}$ ,  $B_1 = 0,245$

б) от 44 до 176  $\frac{\text{см}}{\text{тор}}$ ,

$$\frac{\alpha}{p} = A_2 \left( \frac{E}{p} - B_2 \right)^2,$$

где  $A_2 = 1,17 \cdot 10^{-4}$ ,  $B_2 = 32,2$

в) от 200 до 1000  $\frac{\text{см}}{\text{тор}}$ ,

$$\frac{\alpha}{p} = \sqrt{\frac{A_4 E}{p}} - B_4,$$

где  $A_4 = 0,21$ ,  $B_4 = 3,65$

д) В области от  $\frac{E}{p} = 176 \frac{\text{см}}{\text{тор}}$  до  $\frac{E}{p} = 200 \frac{\text{см}}{\text{тор}}$

ход изменения  $\frac{\alpha}{p}$  как функции  $\frac{E}{p}$  таков, что он не может быть представлен более или менее простой формулой. Зависимость  $\frac{\alpha}{p}$  от  $\frac{E}{p}$  для воздуха представлена на рис. 137 (результаты измерений Позина и Маша). Попытки дать более точный теоретический подсчет  $\alpha$  были сделаны

К. Комптоном и некоторыми другими физиками. В 1936 г. С. К. Моралев<sup>1)</sup>, а также Дрюйвестейн [17] дали метод расчета  $\alpha$ , приводящий к хорошему совпадению с опытом. Метод Моралева основан на учете существующего между электронами распределения скоростей, близкого к Максвелловскому, на применении для вероятности ионизации эмпирического выражения

$$\varphi \left( \frac{U}{U_t} \right) = C \frac{U - U_t}{U_t} e^{-a \frac{U}{U_t}}, \quad (61)$$

где  $U$ —энергия электрона при данном столкновении,  $U_t$ —энергия, соответствующая потенциалу ионизации газа, а  $U_t$ —средняя (наиболее вероятная) энергия электрона, и на учете потерь энергии электроном при упругих и неупругих столкновениях. Метод Моралева дает возможность учесть влияние примесей в газе на коэффициент  $\alpha$ , в том числе на ионизацию атомов примеси при столкновениях 2-го рода с метастабильными атомами основного газа.

Экспериментальное определение  $\alpha$  в чистом неоне и неоне с различной

$\rho_0$ -ой примесью аргона, произведенное И. И. Готовым, дает величины, хорошо совпадающие с величинами, вычисленными методом Моралева.

§ 4. Запаздывание зажигания разряда. Роль пространственных зарядов в процессе зажигания разряда. Теория зажигания разряда Таунсенда могла удовлетворять только до тех пор, пока не было детально изучено протекание явления зажигания газового разряда во времени. В этом отношении надо различать так называемое запаздывание зажигания разряда, которое отнюдь не противоречит теории Таунсенда, и ход процесса зажигания во времени при устранении запаздывания.

С самого начала исследования разрядов в газе замечено, что если промежуток между электродами, в котором происходит разряд, находится в темноте и вообще не подвергается действию какого-либо внешнего ионизатора, то между моментом наложения на электроды потенциала, равного потенциалу зажигания разряда, и моментом начала разряда проходит некоторое время. При освещении катода разрядного промежутка ультрафиолетовым светом или при действии иного внешнего ионизатора время запаздывания разряда уменьшается. При одних и тех же условиях освещения или ионизации время запаздывания при отдельных

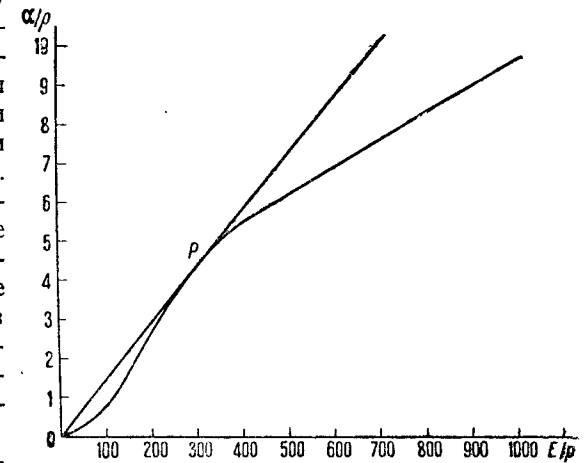


Рис. 137.

1) В печати.

зажиганиях не постоянно, а принимает различные значения, не зависящие от внешних причин. Явлению запаздывания дается такое теоретическое объяснение. Для начала образования лавины электронов необходимо, чтобы где-либо около самого катода появился электрон, который мог бы послужить начальным ядром лавины. Чем сильнее действие внешнего ионизатора, тем больше в среднем плотность электронов и тем вероятнее образование такого ядра. Поэтому, чем сильнее действие ионизатора, тем меньше время запаздывания. Появление электрона около самого катода есть явление, управляемое законами случая. Таким образом время запаздывания должно подчиняться законам случайных явлений. Подробное исследование этого вопроса, произведенное Лауэ [11], показало, что вероятность  $W(t)$  того, что разряд наступит лишь через данный промежуток времени  $t$ , должна выражаться экспоненциальной функцией:

$$W(t) = ke^{-kt} \quad (62)$$

Из  $N$  случаев зажигания газового разряда между данными электродами в данном газе, в  $NW(t)$  случаях через время  $t$  зажигание еще не произойдет.

Справедливость соотношения (63) установлена на опыте Цубером [12] и независимо от него Браунбеком [13] при помощи аппаратуры, автоматически регистрирующей отдельные замыкания цепи разряда и время, протекающее между каждым замыканием и началом самостоятельного разряда.

Высчитаем среднее время  $T$  запаздывания разряда при зажиганиях. Для этого помножим каждое отдельное время запаздывания на число случаев, в которых данная величина запаздывания имеет место. Сложим все полученные величины и разделим на общее число зажиганий  $N$ . Ввиду большого числа случаев заменим сумму интегралом. Найдем:

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{N} \int_0^{\infty} N \cdot W(t) \cdot t dt = k \int_0^{\infty} te^{-kt} dt = \\ &= \int_0^{\infty} te^{-kt} + \int_0^{\infty} e^{-kt} dt = \frac{1}{k}, \quad (63) \end{aligned}$$

т. е. среднее время запаздывания равно обратной величине константы  $k$ .

При достаточной посторонней ионизации  $T$  становится исчезающе малым, и запаздывание разряда практически устраняется, т. е. его нельзя обнаружить обычными способами измерения промежутков времени.

Если стоять на точке зрения теории Таунсенда, то запаздывание разряда должно при увеличении интенсивности посторонней ионизации стремиться не к нулю, а к некоторому пределу, равному наименьшему промежутку времени, необходимому для образования лавины электронов и встречного движения ионов к катоду. При расстоянии между электродами порядка 1 см и давлении в 1 ат и при разности потенциалов между электродами порядка 30 000 В данные о „подвижности“ электронов и ионов приводят (согласно подсчетам Роговского) к выводу, что для того, чтобы электрон успел пролететь от катода до анода, нужно время по-

рядка  $10^{-8}$  сек, а для того, чтобы положительный ион пролетел от анода до катода, нужно время порядка  $10^{-5}$  сек. Следовательно (в этом частном случае), пройдет время порядка  $10^{-5}$  сек с момента наложения пробойного потенциала на электроды до того момента, когда первые ионы, двинувшись от анода, достигнут катода и образуют здесь ударами о катод число электронов, достаточное для поддержания и развития самостоятельного разряда. А это и будет время запаздывания разряда или время, в которое произойдет „пробой“. При „перенапряжениях“, т. е. в том случае, когда между электродами наложена разность потенциалов, большая, чем потенциал зажигания разряда, скорость движения электронов и ионов будет больше, время развития лавин электронов и ионов меньше. „Зажигание“ произойдет в более короткий промежуток времени.

Допустим, что на электроды накладывается не постоянная разность потенциалов, а напряжение от источника переменного тока. Если „пробойная“ разность потенциалов будет существовать между электродами за такую часть периода переменного тока, которая больше, чем минимальное время развития лавины, то зажигание разряда будет происходить два раза за период тока. Если же время развития лавины больше, чем полупериод тока, то самостоятельного разряда не возникнет. При той же частоте тока можно будет помочь делу, только увеличив амплитуду переменной разности потенциалов, наложенной на электроды. Таким образом, стоя на почве воззрений Таунсенда, мы приходим к выводу, что „потенциал зажигания“ газового разряда при переменном токе не должен зависеть от частоты тока лишь до тех пор, пока период тока не достигнет порядка  $10^{-4}$ — $10^{-5}$  сек (при расстоянии между электродами порядка 1 см и давлении в 1 ат). Начиная с такой частоты, потенциал зажигания должен возрастать с увеличением частоты тока.

Между тем, измерения потенциала зажигания при разных частотах, произведенные в условиях, устраняющих описанное выше обычное запаздывание зажигания, т. е. произведенные при достаточно интенсивной посторонней ионизации, показали, что потенциал зажигания газового разряда остается независимым от частоты тока до частот, соответствующих периоду в  $10^{-7}$  сек.

На это противоречие теории Таунсенда опыту впервые обратил внимание Роговский.

Чтобы выяснить вопрос более детально, Роговский снял характеристику зажигания разряда в воздухе при атмосферном давлении при помощи катодного осциллографа. Чтобы исключить влияние постепенного нарастания напряжения (хотя бы вследствие влияния самоиндукции цепи), Роговский пользовался „ударным возбуждением“—возбуждением искрового промежутка волной с очень крутым фронтом, бегущей по параллельным проводам, в конце которых находится испытуемый разрядный промежуток.

Полученные осциллограммы подтвердили, что между моментом наложения напряжения, равного „потенциалу зажигания“ разряда, и моментом, когда ток пробоя достигает максимального значения, проходит промежуток времени порядка  $10^{-7}$  сек, причем самое возрастание тока от очень малых значений до очень больших происходит в промежутки времени порядка  $10^{-9}$ — $10^{-8}$  сек.

Опыты Роговского показывают, что теория Таунсенда не в состоянии объяснить ход развития разряда во времени и что в основах этой теории надо сделать существенное изменение. Изменение это заключается в том, что надо отказаться от мысли, что в первый момент самостоятельного разряда поле между электродами задается исключительно потенциалами электродов, их геометрической конфигурацией и расположением и что в этот момент между электродами еще нет пространственных зарядов.

Еще до того момента, как успели образоваться и достичь катода первые таунсендовские лавины ионов, пробой уже произойдет, потому что на некотором участке пробойного промежутка создается достаточно сильное для этого поле [14]. Созданные первыми лавинами электронов ионы представляют собой положительный пространственный заряд, достаточный, чтобы вызвать на этих промежутках нужное для разряда поле. Эта мысль нашла обоснование в приближенных расчетах нарастания пространственных зарядов при первой, второй, третьей и так далее лавинах электронов, расчетах, произведенных Гиппелем и Франком [17] и уточненных Капцовым [18] а также в приближенных выкладках Шумана и Роговского [15,16], исходящих из уравнений (1) и (2), и привела Роговского к новой теории разряда [26,27,28]. Как показал Штеенбек, при низких давлениях развитие разряда происходит медленнее и пробой для своего завершения потребует промежутка времени порядка  $10^{-5}$  сек.

К данному параграфу см. также [14, 50, 53, 56].

§ 5. Теория разряда Роговского. Математическая теория разряда при плоских электродах, данная Роговским, основана на добавлении к исходным уравнениям теории Таунсенда (17) и (18), уравнения Пуассона в форме<sup>1)</sup>

$$\frac{dE}{dx} = -4\pi \left( \frac{i_p}{u} - \frac{i_n}{v} \right)$$

и на допущении, что скорости электронов и ионов прямо пропорциональны  $\sqrt{E}$ , а именно Роговский полагает:

$$u = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{e \frac{\lambda_p}{m_p}} \sqrt{E} \quad v = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{e \frac{\lambda_e}{m_e}} \sqrt{E}, \quad (64)$$

где  $\lambda_p, \lambda_e, m_p, m_e$  — свободные пробеги и массы положительных ионов и электронов. Эти исходные положения приводят к дифференциальному уравнению задачи в виде

$$\frac{d}{dx} \left( \sqrt{E} \frac{dE}{dx} \right) - \alpha \left( \sqrt{E} \frac{dE}{dx} \right) - \frac{4\pi i \alpha}{k} = 0. \quad (65)$$

Роговский задается для  $\alpha$  формулой (60) и решает задачу для самостоятельного разряда графически, пользуясь граничным условием на катоде в знакомом нам виде

$$i_{ek} = i \frac{\gamma}{1 + \gamma}. \quad (66)$$

<sup>1)</sup> Вытекает из  $\rho = \rho_p - \rho_e$  и  $i_p = u\rho_p, i_e = v\rho_e$ .

Роговскому удается объяснить формально основные черты тлеющего разряда, как-то: существование катодного падения, малый градиент потенциала в положительном столбе, существование минимальной границы плотности тока, при которой тлеющий разряд возможен и т. д. Удобных и надежных расчетных формул для самостоятельного разряда математическая теория Роговского, однако, не дает, вследствие своей сложности и неточности примененных для скоростей электронов и ионов выражений.

Независимо от подробной математической теории Роговский дал качественную картину перехода от несамостоятельного разряда к самостоятельному, непосредственно связывающую явление пробоя с нарастанием пространственных зарядов и также дающую представление о том,

каково должно быть в общих чертах распределение потенциала в тлеющем самостоятельном разряде. Пусть  $K$  и  $A$  (рис. 138) представляют собой плоские катод и анод разрядного промежутка. Расстояние между ними пусть будет  $\delta$ . При отсутствии пространственных зарядов поле между плоскими электродами равномерное и распределение потенциала в разрядном промежутке может быть изображено прямой — ордината  $V_A$  соответствует разности потенциалов между анодом и катодом. Пусть с катода под действием внешнего ионизатора непрерывно выделяются электроны. При постепенном увеличении разности потенциалов  $V$  сила тока несамостоятельного разряда между  $K$  и  $A$  будет постепенно увеличиваться. Пока плотность тока настолько мала, что можно пренебречь пространственными зарядами, мы можем считать поле между катодом и анодом равномерным и применить закон нарастания электронной лавины (2). Это дает нам для числа  $n_2$  электронов, выделяемых из катода при ударе о него ионов, образованных в газе вылетевшей ранее группой в  $n_1$  электронов,

$$n_2 = n_1 \gamma (e^{\alpha \delta} - 1). \quad (67)$$

Отношение  $\frac{n_2}{n_1}$  Роговский предложил назвать „ионизационным нарастанием“  $\mu$ . Пока можно пренебречь пространственными зарядами,

$$\mu = \frac{n_2}{n_1} = \gamma (e^{\alpha \delta} - 1). \quad (68)$$

Когда при увеличении  $V$  „ионизационное нарастание“  $\mu$  начинает приближаться к единице, плотность тока, согласно (9), сильно увеличивается. Так как электроны передвигаются в электрическом поле много быстрее

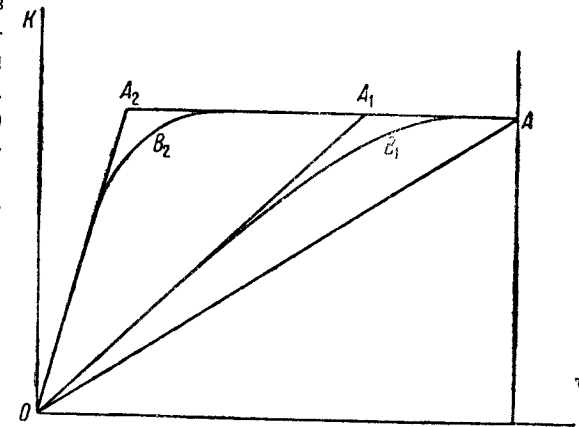


Рис. 138.

положительных ионов, то они быстро уходят из разрядного промежутка. Медленно передвигающиеся к катоду положительные ионы образуют в разрядном промежутке положительный пространственный заряд, искажающий поле. Распределение потенциала между катодом и анодом при наличии этого пространственного заряда будет изображаться уже не прямой  $OA$ , а кривой  $OB_1A$ , которую Роговский заменяет ломаной  $OA_1A$  (рис. 138). При такой замене, очень близко соответствующей действительному положению дел, анод как бы перемещается из  $A$  в  $A_1$ . Обозначая расстояние от катода до нового условного анода через  $L$ , находим для ионизационного нарастания величину

$$\mu = \gamma(e^{\alpha L} - 1), \quad (69)$$

причем  $\alpha$  имеет уже несколько измененную величину, соответствующую новой напряженности поля.

Если  $V$  настолько велико, что  $\mu$  становится хотя бы на ничтожно малую величину больше единицы, то при неизменном  $V$  ток продолжает нарастать. Вследствие этого положительный пространственный заряд и искажение поля в разрядном промежутке увеличиваются, условный анод  $A_1$  приближается к катоду и напряженность поля в том участке  $OA_1$ , разрядного промежутка, где разыгрывается нарастание лавины, увеличивается. Из экспериментальной кривой  $\alpha$ , приведенной на рис. 137, а также из эмпирического выражения (60) следует, что пока  $\frac{E}{p} = \frac{V}{Lp}$  меньше значения, соответствующего точке  $P$  касания кривой  $\frac{\alpha}{p}$  с прямой, приведенной из начала координат,  $\alpha$  при передвижении условного анода  $A_1$ , возрастает быстрее, чем убывает  $L$  или другими словами произведение  $\alpha L$  возрастает. Для значений  $\frac{E}{p} = \frac{V}{Lp}$  больших, чем это соответствует точке  $P$ ,  $\alpha L$  с уменьшением  $L$  убывает<sup>1)</sup>. Такой ход изменения  $\alpha$  приводит вначале при сравнительно больших  $L$  и малых  $E$  к очень быстрому возрастанию  $\mu$ , вследствие все большего и большего искажения поля, под действием последующих электронных лавин. В свою очередь увеличение  $\mu$  увеличивает скорость приближения условного анода  $A_1$  к катоду. Когда  $L$  становится настолько малым, что точка  $P$  на рис. 137 оказывается пройденной,  $\mu$  уменьшается при дальнейшем искажении поля и самый ход этого искажения замедляется. Когда  $\mu$  вновь достигает значения единицы при положении условного анода  $A_2$  (рис. 138), дальнейшего искажения поля не происходит и режим разряда становится стационарным. Таким образом  $\mu$  пробегает кривую, схематически изображенную на рис. 139. Максимум этой кривой лежит очень высоко. Режим, соответствующий точке  $b$  рис. 139, стабилен потому, что при случайном увеличении тока, ионизационное нарастание тотчас же становится меньше единицы и плотность тока разряда как бы автоматически уменьшается. При случайном уменьшении тока происходит обратное. Сила тока,

соответствующего точке  $b$  рис. 139 очень велика. Таким образом, качественная теория Роговского хорошо объясняет возрастание тока при пробое и приводит к выводу, что это возрастание не бесконечно, как это давала теория Таунсенда (приравнивание нулю знаменателя), а хотя и велико, но все же ограничено. Во всех практических случаях  $\mu$  не может пробегать в точности кривую рис. 139 и возрастание тока меньше, чем это соответствует кривой, вследствие неизбежно ограниченной мощности источника тока и уменьшения  $V$  из-за падения потенциала во внешней цепи. Теория Роговского характеризует пробой как переход от состояния неустойчивого равновесия ( $\mu = 1$  в точке  $a$  рис. 139) к устойчивому состоянию равновесия ( $\mu$  опять  $= 1$  в точке  $b$  рис. 139). Вместе с тем теория Роговского вводит нас в область самостоятельного разряда, в то время как теория Таунсенда бессильно останавливалась на границе перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный. Отрезок  $OA_2$  рис. 138 соответствует катодному падению потенциала в тлеющем разряде. Горизонтальный отрезок  $A_2A$  — малому градиенту потенциала в положительном столбе<sup>[37,70]</sup>.

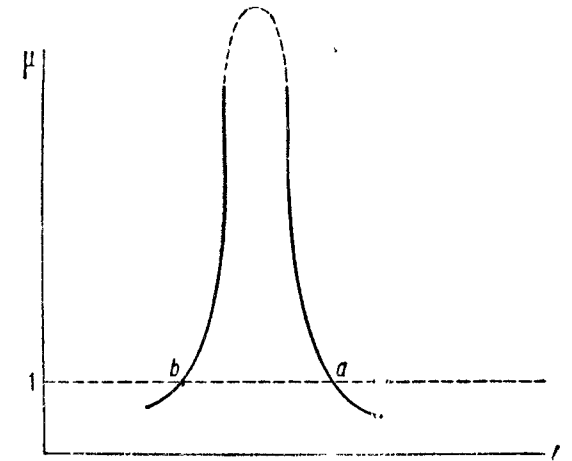


Рис. 139.

**§ 6. Зависимость потенциала зажигания от различных условий.**  
 На рис. 140 приведены кривые, выражающие зависимость потенциала зажигания газового разряда при плоских электродах от произведения  $p\delta$  для различных газов. Эти экспериментальные кривые взяты из книжки Шумана *Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen*. По оси абсцисс отложено произведение давления газа в торях на расстояние между электродами в мм. По оси ординат — потенциал зажигания в вольтах  $V_z$ . Как видно из этих кривых, если начать рассмотрение с больших давлений или больших расстояний между электродами,  $V_z$  уменьшается при уменьшении произведения  $p\delta$ , проходит через некоторый минимум (обозначим его через  $V_m$ ) и затем круто начинает увеличиваться с дальнейшим уменьшением давления или расстояния между электродами. Теоретически вопрос о виде кривой  $V_z = f(p\delta)$  не разработан и вид этой кривой с ходом коэффициентов  $\alpha$  и  $\gamma$  при изменении  $\frac{E}{p}$  количественно еще не увязан. Качественно ход кривой объясняется следующим образом. Пусть  $\delta$  постоянно и меняется давление газа  $p$ . При переходе от больших давлений к малым при одном и том же поле увеличивается длина свободного пути электрона в газе, а потому, с одной стороны, на расстоянии каждого свободного пробега электрон, в среднем, проходит

<sup>1)</sup> Это легко заключить из того, что если бы зависимость  $\frac{\alpha}{p}$  от  $E$ , т. е. от  $\frac{1}{L}$  изображалась прямой  $OP$ , то при изменении  $L$  и  $E$   $\alpha$  оставалось бы постоянным

большую разность потенциалов, и вероятность ионизации при столкновении увеличивается, но зато, с другой стороны, при меньшем давлении уменьшается число самих столкновений электрона с молекулами газа на пути в 1 см, пройденном электроном в направлении от катода к аноду. Таким образом при уменьшении давления действуют как бы одновременно две причины: одна увеличивает коэффициент  $\alpha$ , другая его уменьшает. При переходе от больших давлений до давления, соответствующего  $V_m$ , преобладает первая причина — увеличение энергии, которой электрон обладает при каждом столкновении. При дальнейшем уменьшении преобладает вторая причина — уменьшение самого числа столкновений.

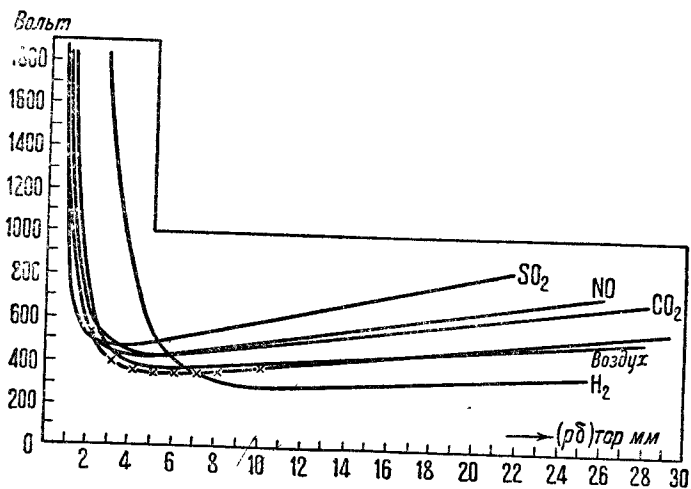


Рис. 140.

Рассмотрим теперь случай, когда  $p$  постоянно и меняется  $\delta$  — расстояние между электродами. При уменьшении этого расстояния, с одной стороны, увеличивается напряженность поля —  $E$ , так как в случае плоских электродов  $E = \frac{V}{\delta}$ . Это влечет за собой возрастание коэффициента  $\alpha$ . С другой стороны, при уменьшении расстояния  $\delta$ , уменьшается пространство, находящееся в распоряжении идущей от катода к аноду лавины, необходимое для ее развития. Благодаря этому возникает менее мощная встречная лавина, и число электронов, освобождаемых из катода встречной лавиной ионов, с уменьшением  $\delta$ , при прочих равных условиях, уменьшается. А так как от этого числа зависит пробой, то при меньшем  $\delta$  требуется увеличение поля  $E$ , чтобы скомпенсировать это уменьшение путем увеличения коэффициентов  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ . Таким образом и в этом случае мы имеем одновременное действие двух условий и в результате появление минимума пробивного напряжения.

До сравнительно недавнего времени (1921 г.) экспериментально зависимость потенциала зажигания разряда от материала катода (через коэффициент  $\gamma$ ) не была наблюдена. Найдена она была впервые для благородных газов аргона и неона Гольстом и Остерюйи<sup>[19, 20]</sup>. Именно ока-

залось, что щелочные и щелочно-земельные металлы, обладающие малой работой выхода, уменьшают потенциалы зажигания благородных газов, если из них сделать или ими покрыть катод. Этим в настоящее время пользуются в технике при изготовлении ламп газового разряда, рассчитанных на употребление в сетях низкого напряжения. Как пример можно указать, что для неона при угольных электродах  $V_m = 180$  В, при натриевом катоде  $V_m = 85$  В.

Как показали дальнейшие исследования Неуманна<sup>[21]</sup>, при больших давлениях, точнее при больших  $p\delta$ ,  $V_z$  от материала электродов не зависит; при малых же  $p\delta$  такая зависимость существует.

Зависимость коэффициентов  $\alpha$ ,  $\beta$ , а следовательно, и искрового потенциала  $V_z$  от природы газа определяется родом столкновений электронов

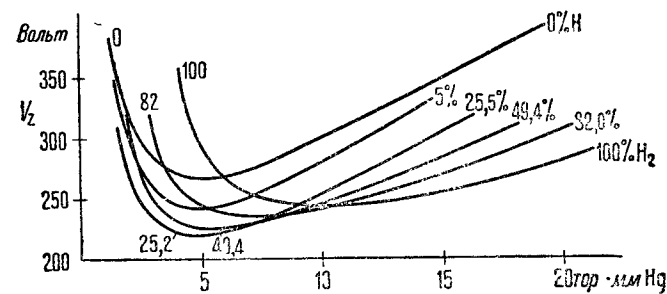


Рис. 141.

с молекулами данного газа, т. е. тем, насколько эти столкновения „упруги“, насколько электрон при столкновении сохраняет свою кинетическую энергию. Если электроны при столкновениях, при которых они еще не достигли скорости, достаточной для ионизации, теряют в среднем в одном газе долю энергии, большую, чем в другом, то при прочих равных условиях для пробоя в первом газе нужна большая напряженность поля, чем во втором. Другим важным фактором является ионизационный потенциал газа. Вполне понятно, что чем больше ионизационный потенциал, тем выше при прочих равных условиях  $V_z$ . Но обычно эти прочие условия столь различны, что большему  $V_i$  часто соответствует меньшее  $V_z$ .

Когда мы имеем в разрядной трубке смесь двух газов, то  $V_z$  никоим образом нельзя высчитывать из концентрации смеси, по правилу смешения. В смеси возникают новые сложные явления, часто вовсе не имеющие места в чистых компонентах ее. Для иллюстрации приводим кривые  $V_z = f(p\delta)$  (рис. 141) для смесей водорода и азота, взятые из работы Фрея<sup>[22]</sup>.

Мы видим, что при некоторых условиях водород понижает потенциал зажигания смеси, при других — повышает.  $V_m$  для смеси, содержащей 25,5%  $H_2$ , меньше чем  $V_m$  для чистого водорода или чистого азота.

На рис. 142 представлена зависимость  $V_z$  (для воздуха) от присутствия небольших количеств водяного пара по работе Мейера<sup>[23]</sup>. Кривая



относится к расстоянию  $\delta = 4,93$  мм между плоскими электродами и к давлению воздуха 2,95 мм Hg. Как видно из кривой, при этих условиях уменьшение количества водяного пара, содержащегося в воздухе, приводит сперва к уменьшению  $V_z$ , но затем, при дальнейшей осушке воздуха,  $V_z$  начинает снова увеличиваться. Объяснение эти факты находят в том, что сталкиваясь с молекулами воды, а также с молекулами других электроотрицательных газов (например кислорода), электроны способны образовать тяжелые отрицательные ионы. Тяжелые ионы могут представлять собой (как показывают измерения их подвижности) соединения электрона даже не с одной, а с целым комплексом молекул. Такие тяжелые отрицательные ионы движутся медленно, и ионизирующая их способность ничтожна. Их появление уменьшает число электронов, активно участвующих в образовании лавины, и затрудняет пробой, этим объясняется возрастающая ветвь кривой Мейера. Уменьшение  $V_z$  при наличии очень небольших при-

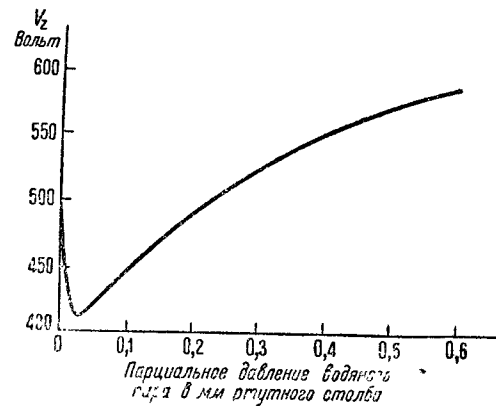


Рис. 142.

месей водяного пара по сравнению с чистым воздухом Фрей объясняет разложением водяного пара с образованием водорода, который, согласно наблюдениям Фрея, уменьшает  $V_z$  азота.

Несколько иные явления наблюдал Пеннинг<sup>[24, 25, 43, 62]</sup> в неоне и аргоне. Пеннинг установил, что присутствие в неоне небольшого количества аргона понижает потенциал зажигания разряда на большую или меньшую величину в зависимости от количества аргона. Точно так же влияет присутствие ртутных паров в неоне или в аргоне. Пеннинг дает следующее объяснение наблюдаемым им явлениям. Атомы неона могут существовать в метастабильном состоянии, требующем для своего возбуждения потенциала в  $V_{мет}$  вольт. Допустим, что при столкновениях в чистом неоне электроны обладают скоростями, большими  $V_{мет}$ , но меньшими, чем ионизационный потенциал неона. В таком случае ионизации газа в трубке не произойдет, лавины электронов и ионов образовываться не будут и пробой не произойдет, но в газе будет находиться некоторое количество метастабильных атомов. Подсчет показывает, что вероятность столкновения метастабильного атома с новым электроном слишком мала, чтобы благодаря таким столкновениям произошла заметная ионизация газа. Но если в том же газе есть атомы примеси, ионизационный потенциал которой ниже, чем  $V_{мет}$  основного газа, то при столкновениях метастабильных атомов неона или аргона с атомами примеси может произойти соударение второго рода. Метастабильный атом передаст свою энергию возбуждения атому примеси и таким путем ионизирует его.

представлять собой (как показывают измерения их подвижности) соединения электрона даже не с одной, а с целым комплексом молекул. Такие тяжелые отрицательные ионы движутся медленно, и ионизирующая их способность ничтожна. Их появление уменьшает число электронов, активно участвующих в образовании лавины, и затрудняет пробой, этим объясняется возрастающая ветвь кривой Мейера. Уменьшение  $V_z$  при наличии очень небольших при-

Таким образом при скоростях электронов, достаточных лишь для приведения основного газа в метастабильное состояние и недостаточных для его ионизации, ионизация появится в результате присутствия примеси, и  $V_z$  окажется ниже, чем для чистого газа. Эта теория Пеннинга подтверждается тем, что в его опытах примеси, имеющие  $V_i < V_{мет}$ , производят понижение  $V_z$ , примеси, имеющие  $V_i > V_{мет}$ , такого понижения не производят. Кроме того, все обстоятельства, способствующие уменьшению времени жизни метастабильных атомов увеличивают потенциал зажигания смеси и наоборот.

Вопрос о влиянии на  $V_z$  примесей двухатомных газов, не склонных к образованию тяжелых ионов, изучен экспериментально Кларфельдом, Моралевым и Балогом<sup>[35, 64, 65]</sup>.

Если прибавлять к смеси благородного газа со ртутью или аргон азот, то потенциал зажигания заметно повышается уже при очень малой концентрации примеси. При прибавлении азота к чистому благородному газу повышение  $V_z$  становится заметным лишь при количестве примеси порядка 1% и выше. Действие водорода на потенциал зажигания в значительной мере зависит от величины  $p\delta$ . При малом  $p\delta$  примесь водорода понижает  $V_z$ , при большом — увеличивает.

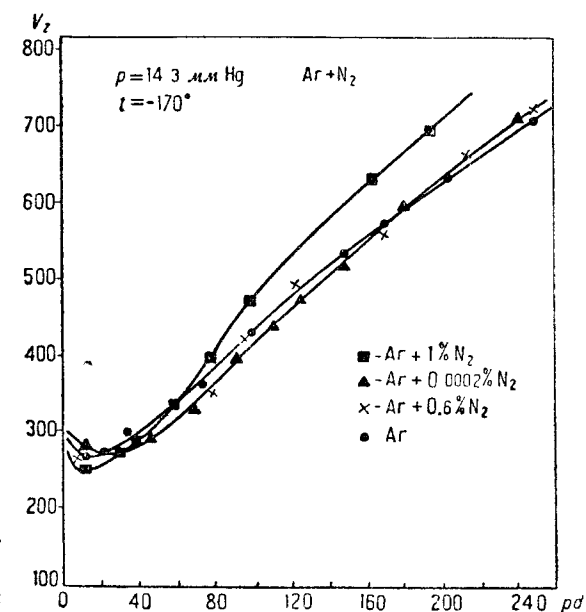


Рис. 143.

Теоретически вопрос об изменении потенциала зажигания благородного газа при наличии тех или иных примесей разработан в диссертации Моралева. Моралев сводит изменение  $V_z$  к соответствующему изменению  $\alpha$ . Двухатомные газы повышают  $V_z$  вследствие потери энергии электроном при столкновениях с молекулами двухатомной примеси. При наличии третьего газа, понижающего  $V_z$  путем столкновений 2-го рода, роль двухатомного газа иная: наличие двухатомного газа ведет к уничтожению метастабилей основного газа, в этом случае влияние двухатомного газа много больше и сказывается при чрезвычайно малых его концентрациях. Наблюдаемое Балогом понижение  $V_z$  при наличии водорода в неоне и такой же описанный выше эффект, наблюдаемый Фреем в смеси азот—водород, Балог объясняет поверхностным эффектом, предполагая понижение работы выхода из катода при образовании пленки адсорбированного водорода.

Повышение  $V_z$  при больших  $p\delta$  при наличии примеси водорода

объясняется как обычное действие двухатомного газа в объеме. При малых  $p d$  поверхностный эффект преобладает над объемным, при больших происходит обратное. Для иллюстрации всех вышеописанных эффектов приводим на рис. 143 и 144 кривые, взятые из работы Моралева и Балого.

Влияние метастабильных атомов сказывается не только на  $V_z$ , но и на силе тока несамостоятельного разряда [68, 59, 60].

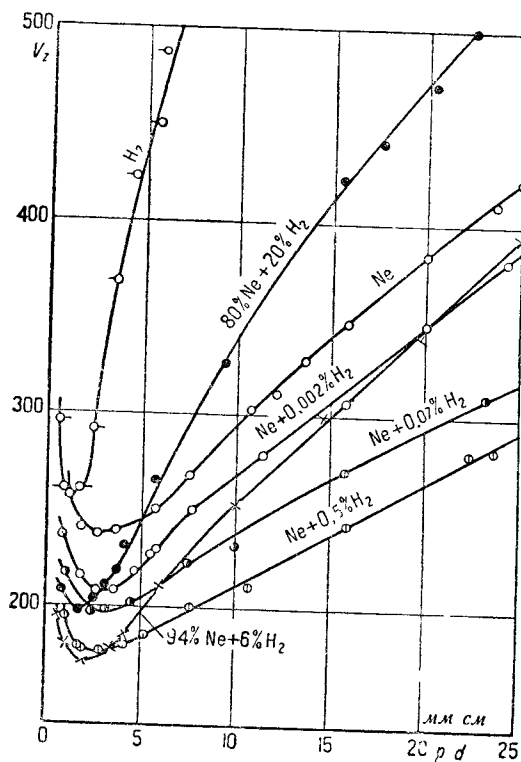


Рис. 144.

гания благодаря выбору материала катода. В случае, когда „пробой“ нежелателен, примесь, понижающая  $V_z$ , может оказаться вредной. Пример: короткое замыкание в газополных лампах накаливания и его устранение путем прибавления азота к аргону в лампах. О влиянии освещения катода и термоионной эмиссии из катода на  $V_z$  см. гл. XVIII.

При экспериментальном определении  $V_z$  между двумя плоскими электродами большую неточность вносит искажение поля у краев электродов. Роговским предложена специальная форма электродов, позволяющая избежать этих краевых эффектов [69].

К данному параграфу [31, 34, 40, 46, 55].

Ко всей главе [52].

То сильное влияние, которое оказывает на потенциал зажигания газа присутствие незначительного количества посторонней примеси, очень сильно затрудняет определение потенциала зажигания чистых газов. Некоторые исследователи находят, что чем меньше количество посторонней примеси, тем неопределеннее результаты измерения  $V_z$ . Фрей [22] констатировал это по отношению к азоту. Леви [29] — по отношению к гелию. Поэтому всеми цифрами, приводимыми в качестве потенциалов зажигания для „чистых“ газов, надо пользоваться с осторожностью.

Следует указать на практическое значение влияния примесей на  $V_z$  в технике изготовления различных приборов газового разряда. Эти вопросы имеют то же значение, что понижение зажига-

## ГЛАВА ЧЕТЫРНАДЦАТАЯ

### ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД

§ 1. Характерные признаки и составные части тлеющего разряда. Отличительным признаком тлеющего разряда является распределение потенциала в газе, характеризуемое так называемым катодным падением, т. е. изменением потенциала порядка нескольких сотен вольт вблизи катода (а именно на протяжении от катода до так называемого отрицательного тлеющего свечения). Это распределение потенциала обусловлено типичным для тлеющего разряда расположением пространственных зарядов. Следствием этого распределения является поток быстро движущихся положительных ионов, бомбардирующих катод, и выделение под действием ударов ионов числа электронов, достаточного для поддержания разряда. От таунсендовского разряда тлеющий разряд отличается тем, что поле в трубке обусловлено пространственными зарядами; от дугового разряда — существованием, большого катодного падения потенциала и тем, что главной причиной выделения электронов из катода являются удары  $+$  ионов о катод, тогда как в дуговом разряде этой причиной является термоионная или автоэлектронная эмиссия катода.

Характерное для тлеющего разряда распределение потенциала имеет своим следствием также характерный внешний вид разряда, как бы распадающегося на несколько различных частей. Эти части разряда следующие.

1. На самой поверхности катода виден тонкий светящийся слой газа (светящаяся пленка), называемый *первым катодным свечением* или *катодной светящейся пленкой*. Катодная пленка не лежит непосредственно на катоде, а отделена от него темным слоем, обычно чрезвычайно тонким. Этот слой впервые был наблюден Астоном при разряде в гелии и водороде и назван *темным астоновым пространством*.

2. За катодной светящейся пленкой следует темное катодное пространство, называемое также *темным кружковым* или *темным гитторфовым пространством*.

3. Темное кружково пространство резко переходит в *отрицательное тлеющее свечение*, иногда называемое просто *тлеющим свечением* (negatives Glimmlicht или просто Glimmlicht). Последнее название „глиммихт“ для краткости иногда применяется и в русском тексте.

Тлеющее свечение резко ограничено только со стороны катода (Glimmsaum).

В противоположную от катода сторону сила света тлеющего свечения постепенно ослабевает и постепенно переходит в так называемое

4. *Фарадеево темное пространство.*

Все четыре перечисленные части разряда называются катодными частями разряда и тесно связаны с катодом. В них сосредоточены все процессы, необходимые для поддержания разряда.

5. Следующая за фарадеевым темным пространством часть разряда называется „остовом“ разряда (Rumpf). В более или менее узких трубках

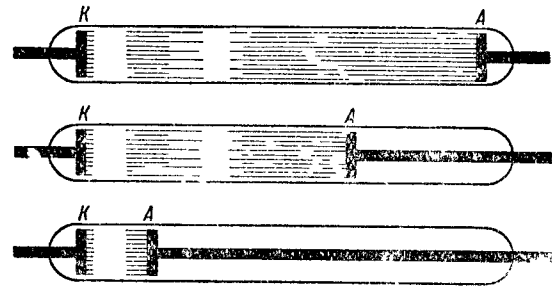


Рис. 145.

видно темное анодное пространство, а на самой поверхности анода

7. *анодное свечение или анодная светящаяся пленка.*

Если в трубке, в которой происходит тлеющий разряд, постепенно передвигать анод по направлению к катоду, то катодные части разряда остаются неизменными по своей величине и расположению вплоть до

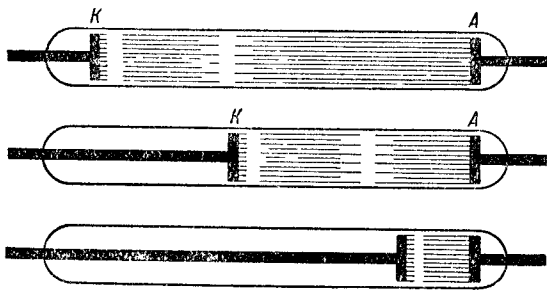


Рис. 146.

границы этого свечения со стороны катода остается неизменным. Наконец, когда расстояние от этой границы до анода делается порядка десятых долей миллиметра, при дальнейшем приближении анода к катоду тлеющий разряд прекращается. Если анод остается неподвижным, а передвигается катод по направлению к аноду, то все катодные части разряда, включая границу положительного столба, передвигаются вместе с катодом, оставаясь неизменными по своим размерам и взаимному расположению; положительная часть, а вслед за ними и фарадеево темное пространство, а затем тлеющее свечение постепенно как бы „съедаются“ анодом (рис. 146).

ках остов разряда представляет собой столб ионизированного светящегося газа и называется *положительным свечением*, или *положительным столбом* разряда (positive Säule). Обычно „положительный столб“ простирается до самой поверхности анода.

6. При некоторых условиях между положительным столбом и анодом в трубке можно найти более длинный путь от катода до анода, то тлеющий разряд выбирает более длинный путь (рис. 148).

Если такого более длинного пути в трубке нет, то разряд может существовать только при повышенной разности потенциалов и носит название „затрудненного разряда“ [52, 53].

Положительный столб иногда разделяется на отдельные чередующиеся светлые и темные части. В этом случае разряд называется *слоистым разрядом*.

Если катод в трубке поворачивать, то вместе с ним поворачиваются и все катодные части, сохраняя неизменным свое положение относительно поверхности катода (рис. 147). Если при этом вращении в трубке окажется место для темного кружкового пространства и начала тлеющего свечения (например, в узкой трубке при защищенной диэлектриком боковой поверхности катода), то тлеющий разряд совершенно прекращается.

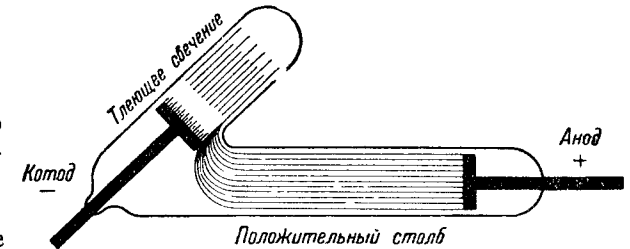


Рис. 147.

Положительный столб в своей форме следует форме трубки, независимо от расположения катода и анода и формы их поверхности (рис. 147).

Если расстояние между катодом и анодом меньше, чем нужно, чтобы поместилось темное кружковое пространство и начало тлеющего свечения, но вместе с тем в трубке можно найти более длинный путь от катода до анода, то тлеющий разряд выбирает более длинный путь (рис. 148).

Если такого более длинного пути в трубке нет, то разряд может существовать только при повышенной разности потенциалов и носит название „затрудненного разряда“ [52, 53].

Положительный столб иногда разделяется на отдельные чередующиеся светлые и темные части. В этом случае разряд называется *слоистым разрядом*.

Тлеющий разряд наблюдается обычно при сравнительно низких давлениях (несколько десятков тор и ниже). Однако удается получить тлеющий разряд в воздухе и при атмосферном давлении [26, 29, 30, 57].

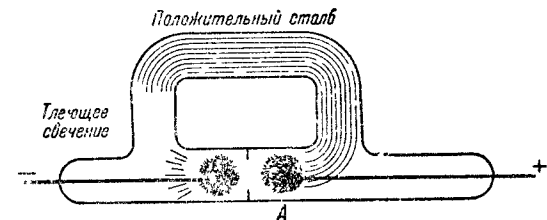


Рис. 148.

§ 2. *Переход от тихого разряда к тлеющему и от тлеющего к дуговому.* Характеристика тлеющего разряда. Распределение потенциала. При увеличении разности потенциалов между электродами до „потенциала зажигания“ и выше самостоятельный разряд переходит в самостоятельный. В разрядном промежутке растут пространственные заряды, распределение поля меняется, сила тока увеличивается, соласно картине, обрисованной в предыдущей главе. Если внешнее сопротивление цепи таково, что сила тока не может достигнуть очень больших значений, это развитие разряда останавливается на стадии тлеющего разряда.

Если дальше уменьшать внешнее сопротивление, то при подходящих условиях (давление, плотность тока) нагревание катода настолько уси-

ливается, что начинается заметная термоионная эмиссия катода. Величина „катодного падения“ начинает уменьшаться, сила тока возрастает и, наконец, и то и другое достигает величин, характерных для дугового разряда. Вместе с этим переходом сперва суживается и затем пропадает темное кружково пространство, исчезает также и первое катодное свечение, и астоново темное пространство. Характеристика переходной от таунсендовской стадии разряда и характеристика тлеющего разряда имеют вид, изображенный на рис. 149 (логарифмическая шкала).

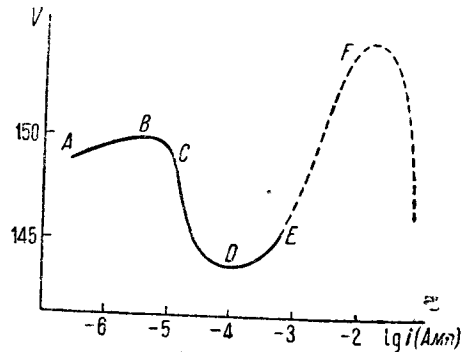


Рис. 149.

ность стабилизации переходных форм разряда.

В начале тлеющего разряда от точки *C* до *D* характеристика падающая, потому что, как мы увидим далее, при малых силах тока катодное падение остается постоянным, между тем как градиент в положительном столбе уменьшается с увеличением плотности тока.

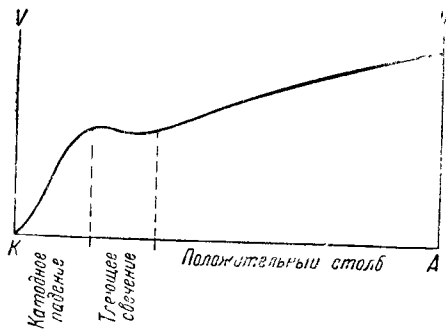


Рис. 150.

Часть кривой *AB* (фиг. 149) соответствует таунсендовскому разряду от *B* до *C* — переходная стадия разряда, от *C* через *D* и *E* до *F* — тлеющий разряд.

При переходе к дуге после точки *F* вместе с усилением тока вновь начинает падать напряжение на клеммах разрядной трубки, и характеристика снова делается падающей. Наличием падающей характеристики объясняется труд-

ность стабилизации переходных форм разряда. В начале тлеющего разряда от точки *C* до *D* характеристика падающая, потому что, как мы увидим далее, при малых силах тока катодное падение остается постоянным, между тем как градиент в положительном столбе уменьшается с увеличением плотности тока. Поэтому и вся разность потенциалов между электродами, складывающаяся из катодного падения и падения потенциала в положительном столбе, уменьшается с увеличением силы тока в разрядной трубке. С переходом к так называемому „аномальному“ катодному падению катодное падение начинает увеличиваться с увеличением силы тока, притом в большей степени, чем уменьшается градиент потенциала в положительном столбе; поэтому в дальнейшем характеристика становится вновь возрастающей до начала заметной термоионной эмиссии катода.

Что касается общего распределения потенциала в трубке при тлеющем разряде, то это распределение соответствует распределению, вытекающему из теории Роговского и может быть охарактеризовано в общих чертах рис. 150.

§ 3. Астоново темное пространство. Первое катодное свечение. Кружково темное пространство. Темное астоново пространство было обнаружено первоначально в водороде, гелии и неоне

и не считалось необходимой частью тлеющего разряда в любом газе.) Также ошибочно считалось установленным первоначальными наблюдениями Астона<sup>[1, 2]</sup>, что толщина темного астонова пространства не зависит от давления газа, вопреки тому, что известно относительно других частей тлеющего разряда. Гюнтершульце и Келлеру<sup>[3, 4]</sup> удалось произвести ряд новых наблюдений над астоновым темным пространством. В гелии это пространство исследовалось путем проектирования всего разряда в натуральную величину на экран и фиксирования этого изображения на фотографической пластинке. В неоне, аргоне, водороде, азоте, кислороде, криптоне и ксеноне ширина астонова пространства при разных давлениях определялась визуальным путем, причем бралась средняя величина из отчетов трех различных наблюдателей. Ширина темного астонова пространства оказалась обратно пропорциональной давлению наравне с шириной кружково темного пространства: произведение давления *p* на ширину *d* есть величина постоянная.

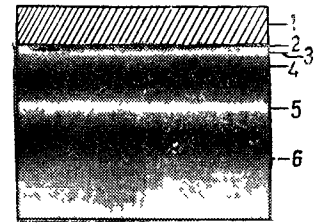


Рис. 151.

1 — катод; 2 — астоново темное пространство; 3 — зеленая полоса ( $\lambda = 5172 \text{ \AA}$ ); 4 — продолжение астонова пространства; 5 — первое катодное свечение; 6 — кружково темное пространство.

Исследованиями Косселя<sup>[5]</sup>, определявшего распределение потенциала в непосредственной близости от катода, установлено, что разность потенциалов между катодом и первой катодной пленкой, отделенной от катода темным астоновым пространством, соответствует в He потенциалу возбуждения излучаемой катодной пленкой спектральной линии, а в водороде, во всяком случае, того же порядка величины, как этот потенциал. Отсюда надо заключить, что участвующие в разряде электроны покидают катод с очень незначительными скоростями и, пробегая темное астоново пространство, получают необходимую для возбуждения газа скорость. Положительные ионы при малых катодных падениях не могут произвести возбуждения газа в астоновом темном пространстве столкновениями первого рода. При больших скоростях  $+$ ионов их столкновения приводят к исчезновению темного астонова пространства. Так, при катодном падении в 1000 В в гелии темное астоново пространство начинает светлеть и совершенно пропадает при катодном падении в 2000 В.

Работая с катодом, содержащим магний, Гюнтершульце и Келлер наблюдали появление в темном астоновом пространстве светлой зеленой полосы, разделяющей астоново пространство на две неравные части и излучающей свет длины волны зеленой линии магния  $5172 \text{ \AA}$  (рис. 151). Расстояние этой полосы и ее ширина были обратно пропорциональны давлению газа. Объясняется появление этого свечения возбуждением свечения паров магния толчками электронов. Положение зеленой полосы и величины потенциала возбуждения линии  $5172 \text{ \AA}$  это предположение оправдывает. Наконец, Гюнтершульце и Келлеру удалось про-

следить изменение ширины темного астонова пространства при изменении поля около катода искусственным путем. Всеми этими опытами можно считать в настоящее время природу астонова пространства установленной не хуже, чем природу других частей разряда.

Первое катодное свечение представляет собой светящийся тонкий слой газа, соприкасающийся с темным астоновым пространством. Со стороны темного круковского пространства первое катодное свечение имеет несколько размытую границу. По цвету первое катодное свечение всегда отличается от „отрицательного тлеющего свечения“ и притом всегда в смысле преобладания световых излучений с большей длиной волны и, следовательно, с меньшей энергией возбуждения. Если поверхность катода не целиком покрыта первым катодным свечением, то, как показали опыты с разделенными на отдельные части катодами, разрядный ток идет только через ту часть поверхности катода, которая покрыта свечением.

Таблица 1

Газ	Катод из Al	Катод из Fe
He	1,32	1,66
Ne	0,637	0,722
Ar	0,285	0,356
N <sub>2</sub>	0,305	0,419
H <sub>2</sub>	0,724	0,900
O <sub>2</sub>	0,237	0,311

ток идет только через ту часть поверхности катода, которая покрыта свечением.

Темное круковское пространство не представляет собой слоя газа, совершенно не излучающего света (как астоново пространство). Круковское пространство кажется нам темным лишь по контрасту с ярким тлеющим свечением. На самом деле оно излучает некоторые спектральные линии. Так как граница

тлеющего свечения, по большей части, довольно резкая, то ширина темного круковского пространства может быть установлена довольно точно. Все же эффекты световых контрастов вносят в оптические определения этой ширины некоторую ошибку. Пользуясь другим методом, определяем ширину катодного пространства, как расстояние от катода до такой точки в разряде, в которой градиент поля имеет минимум. Разность между определенными двумя этими методами величинами ширины круковского пространства достигает 15%.

Что касается зависимости ширины темного катодного пространства от давления, то установлено, что при прочих равных условиях между этой шириной  $d$  и давлением газа  $p$  существует соотношение:

$$p \cdot d = \text{const.} \quad (1)$$

Для const можно привести такую таблицу (см. табл. 1).

Равенство (1) показывает, что при одном и том же катоде и одном и том же газе на ширину темного круковского пространства приходится одно и то же число средних свободных пробегов электронов в данном газе. (Законы подобия разрядов).

Наблюдавшиеся ранее кажущиеся отступления от формулы (1) объясняются тем, что не учитывалось нагревание катода и газа и происходившее отсюда изменение плотности газа [6].

Что касается зависимости от силы тока, то ввиду того, что при

нормальном катодном падении (т. е. в случае, когда еще не вся поверхность катода покрыта свечением) плотность тока не зависит от силы тока; ширина темного круковского пространства в этом случае также не зависит от силы тока. При полном покрытии катода свечением, т. е. при так называемом аномальном катодном падении, ширина темного круковского пространства уменьшается с увеличением плотности тока, а также с увеличением давления газа, примерно, по формуле Астона:

$$d = \frac{a}{\sqrt{i}} + \frac{b}{p}, \quad (2)$$

где  $i$  — сила тока через трубку,  $p$  — давление газа,  $a$  и  $b$  — константы.

**§ 4. Закон Геля. Нормальное и аномальное катодное падение потенциала.** Если вследствие большого внешнего сопротивления сила тока в тлеющем разряде невелика, то имеет место закон Геля, а именно: поверхность катода, покрытая свечением и, следовательно, принимающая участие в явлении разряда, пропорциональна силе тока в трубке, так что при увеличении или уменьшении силы тока плотность тока остается постоянной. Вместе с тем остается постоянным и катодное падение потенциала. Это катодное падение называется *нормальным катодным падением*. Для давления порядка нескольких десятков тор нормальное катодное падение является постоянным и характерным для каждой комбинации: данный материал катода и данный газ. С уменьшением давления нормальное катодное падение перестает быть постоянным.

С того момента, когда при увеличении тока вся поверхность катода покрывается свечением, катодное падение начинает возрастать с дальнейшим увеличением силы и плотности тока. В этом случае катодное падение называется *аномальным катодным падением* и самый разряд *аномальным тлеющим разрядом*.

В отношении того, что собственно считать за катодное падение потенциала, существует такая же условность, как и в отношении ширины темного круковского пространства. Некоторые исследователи, определяя катодное падение, измеряли разность потенциалов между катодом и резкой границей тлеющего свечения; другие — между катодом и точкой в тлеющем свечении, в которой градиент поля имеет минимум, и, наконец, третьи — между катодом и концом тлеющего свечения. Разница в величине катодного падения при таком различном определении этого понятия доходит до 25%. Эту разницу необходимо принимать во внимание и корректировать при сопоставлении катодного падения в разных газах и в случае различных электродов.

Табл. 2 содержит данные о нормальном катодном падении в вольтах для некоторых комбинаций газ — электрод<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Таблица представляет собой выборку из таблицы, приведенной в книге Wien und H a r t m s, Handbuch der Experimental Physik, т. XIII, ч. 3, стр. 350

Таблица 2

Материал катода	Воздух	O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	He	Ne	Ar	Hg
Na	—	—	185	178	80	75	—	—
K	—	—	94	170	59	68	64	—
Cu	252	—	214	208	177	—	131	—
Ag	279	—	216	233	162	—	131	—
Au	285	—	247	233	—	—	131	—
Mg	224	310	153	188	125	94	119	—
Zn	277	354	184	216	143	—	119	—
Cd	266	—	200	213	—	—	119	—
Hg	—	—	270	266	142,5	—	—	340
Al	229	311	171	179	141	120	100	—
Sn	262	—	226	216	—	—	123,5	—
Pb	207	—	223	210	—	—	124	—
Sb	269	—	252	225	—	—	135	—
Bi	272	—	240	210	137	—	135	—
Fe	269	343	198	215	161	—	131	—
Ni	226	—	211	197	—	—	131	389
Pt	277	364	276	216	160	152	131	340

Эти числовые данные относятся к разности потенциалов катод — граница тлеющего свечения. Катодное падение  $V_k$  ведет себя во многих отношениях вполне аналогично потенциалу зажигания самостоятельного разряда. Так, катодное падение чрезвычайно чувствительно зависит от чистоты газа; в особенности сильно влияют следы водяного пара. Чистота поверхности катода также отзывается на величине нормального катодного падения. Так как состояние поверхности катода может меняться во время самого разряда вследствие процесса распыления, а также вследствие химических реакций между газом и веществом катода, то наблюдаются случаи изменения нормального катодного падения со временем. Вследствие неодинаковой чистоты поверхности во всех точках, наблюдаются также случаи неравномерного распределения разряда по поверхности катода. Примеси в материале катода также оказывают влияние на катодное падение, как показывают следующие цифры (табл. 3), относящиеся к ртути (нормальное катодное падение). На величину катодного падения влияют также пленки адсорбированного на поверхности катода газа [40].

Таблица 3

Примесь в %	Катодное падение в вольтах	Примесь в %	Катодное падение в вольтах
Na {	0	Ca {	0
0,0059	270	0,00012	270
0,048	250	0,00025	206
25	196	0,001	202
	190		205

Температура катода не оказывает влияния на нормальное катодное падение до тех пор, пока не возникает заметная термоионная эмиссия и если не происходит каких-либо побочных явлений, как например нагревания газа.

В смесях различных газов катодное падение, за некоторыми исключениями, не следует правилу смешения, так что катодное падение смеси бывает и ниже и выше катодного падения каждой составной части смеси в отдельности.

Данные рис. 152 показывают, что между катодным падением и работой выхода катода во многих случаях существует прямой параллелизм [58].

По оси абсцисс здесь отложено нормальное катодное падение  $V_n$ ; по оси ординат — „работа выхода“  $\varphi$  в вольтах. Как видно из диаграммы, точки, относящиеся к определенному газу, довольно хорошо ложатся на прямую линию, проходящую через начало координат. Таким образом  $V_n$  оказывается пропорциональным работе выхода  $\varphi$ :

$$V_n = c\varphi, \quad (3)$$

где  $c$  — некоторая константа, характерная для данного газа. Величину этой константы для разных газов дает таблица 4.

Таблица 4

He	Ne	Ar	N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O
43,5	44,9 } 41,5	45,8	67,1	68,5	103,9

Нормальное катодное падение  $V_k$  всегда меньше потенциала зажигания самостоятельного разряда  $V_z$ .

Что касается аномального падения потенциала  $V_a$ , возрастающего с увеличением плотности тока, то зависимость  $V_a$  от силы тока и от давления может быть представлена следующей эмпирической формулой:

$$V_a = V_n + \frac{k}{p} (j - j_n)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $V_n$  — нормальное катодное падение,  $p$  — давление газа,  $j_n$  — плотность тока при нормальном катодном падении,  $j$  — наблюдаемая плотность тока,  $k$  — константа.

Необходимо заметить, что значение формулы (4), равно как и ряда других эмпирических и полуэмпирических формул, относящихся к тлеющему разряду, не следует переоценивать. Очень чисто при дальней-

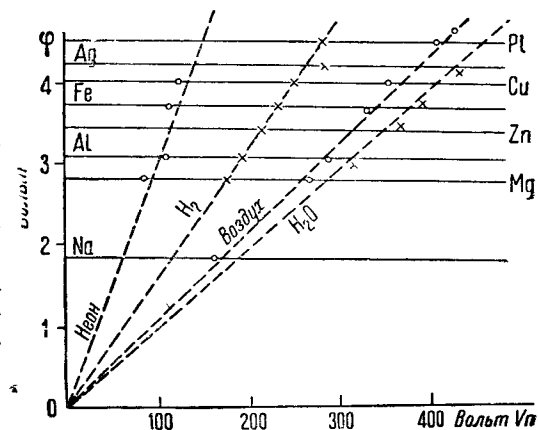


Рис. 152.

шем исследовании оказывается, что справедливость таких формул ограничена определенными пределами значений того или другого параметра разряда или даже специфическими условиями опыта установившего их экспериментатора.

**§ 5. Распределение поля у катода. Световое излучение катодных частей. Механические силы на катоде.** Из ряда работ по изучению распределения поля в области катодного падения, следует, что напряженность поля, в грубых чертах, имеет наибольшее значение у катода и уменьшается в сторону тлеющего свечения; в области последнего напряженность поля имеет минимум. При этих исследованиях используются простые зонды, наблюдения отклонения в поле разряда пучков катодных лучей, направленных

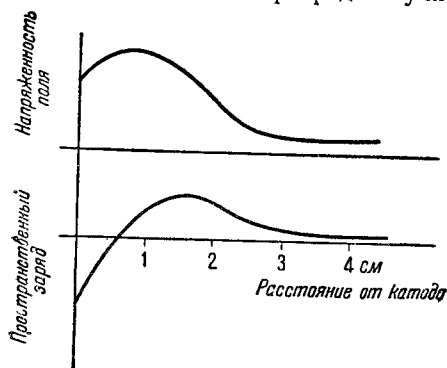


Рис. 153.

перпендикулярно и параллельно полю, а также измерения эффекта Штарка (расщепление спектральных линий в электрическом поле).

К сожалению, последний метод, не искажающий поля введением посторонних тел или пучка электронов, применим лишь при сильных полях и, следовательно, лишь в случае аномального катодного падения.

Приводим на рис. 153 кривую распределения напряженности поля, снятую этим последним способом, и вытекающую отсюда кривую пространственных зарядов [55].

Из неправильного предположения, что первое катодное свечение лежит на поверхности катода, выводили заключение, что в непосредственной близости катода существует «катодный скачок потенциала», т. е., что, помимо катодного падения, во всем кружковом пространстве, около самого катода, или на его поверхности существует чрезвычайно резкое, почти что прерывное изменение потенциала, вследствие чего электроны имеют большую скорость непосредственно по выходе из катода. Вестфаль наблюдал «катодный скачок» в размере 100 V при помощи обычных зондов. Кроме того, он измерял путем отклонения в магнитном поле скорость электронов в непосредственной близости от катода и находил отсюда величину «катодного скачка» от 0,275 до 0,7 всей величины катодного падения. Но измерения Вестфалья относятся к оксидному катоду, при котором вполне возможно проникновение внешнего поля внутрь катода. В случае катода из чистого металла «катодный скачок» места не имеет (исследования Коссея), что приводит к наличию темного астонова пространства.

В связи с этим вопросом интересно отметить особый тип разряда, наблюдавшийся Гюнтершульце и Фриком [16, 17, 61, 71] и названный ими «спритцевым разрядом» („Spritzentladung“). Помещая на графитовом катоде слой из плохо проводящего вещества (они указывают на

„осцеллит“), эти авторы получили разряд без темного катодного пространства и без катодного падения в газе. Электроны вылетали из поверхности катода со скоростями порядка 20—30 V.

Говоря о поле вблизи катода, необходимо заметить, что, как установлено экспериментально, даже при плоском катоде эквипотенциальные поверхности не представляют собой точно параллельных катоду плоскостей. Это, конечно, вносит значительные осложнения при измерении градиентов вблизи катода и при их истолковании.

Каждой комбинации вещества катода с газом соответствует не только определенное нормальное катодное падение потенциала, но и определенная, при прочих равных условиях, плотность тока. Зависимость этой плотности тока  $j_n$  от давления газа  $p$  можно выразить следующей эмпирической формулой:

$$j_n = ap^b. \quad (5)$$

Показатель  $b$  в значительной степени зависит от формы катода. При плоском катоде  $b = 2$ , что сходится с теоретическими соображениями, основанными на применении закона подобия в газовых разрядах. При цилиндрических и сферических катодах наблюдается зависимость  $j_n$  от радиуса кривизны катода.

Спектральные исследования излучения темного кружкова пространства и тлеющего свечения с одновременным фотометрированием показали, что излучаемые линии в обоих случаях, примерно, те же, с более или менее резким изменением интенсивности свечения отдельных линий при переходе от темного катодного пространства к тлеющему свечению. Наиболее постепенен этот переход в чистых благородных газах. Резкая граница тлеющего свечения в этом случае почти совершенно исчезает. Наоборот, в электроотрицательных газах (кислород, иод) переход от темного пространства к тлеющему свечению всегда весьма резкий.

Вместе с тем спектральные исследования показали, что граница тлеющего свечения („Glimmsaum“) занимает различное положение по отношению к катоду для лучей различной цветности, так что, например, в случае водорода можно говорить о границе красного свечения и о границе синего свечения. При этом граница свечения тем дальше лежит от катода, чем меньше оптимальный потенциал возбуждения данной спектральной линии, т. е. потенциал, соответствующий наибольшей вероятности возбуждения атома при соударении первого рода. В смесях различных газов наблюдаются и отступления от этого правила.

Второй установленный экспериментально закон относится к интенсивности светового излучения темного кружкова пространства и гласит: разница в интенсивности свечения в тлеющем свечении и темном кружковом пространстве тем больше, чем меньше потенциал возбуждения данной спектральной линии.

Температура газа около катода выше, чем где-либо в другой точке тлеющего разряда за исключением отшнуровавшегося (контрагированного) положительного столба. Повышенная температура вызывает уменьшение плотности газа около катода. В большинстве старых исследований тлеющего разряда уменьшение плотности газа около катода в



расчет не принималось, и это обстоятельство является, повидимому, главной причиной разногласий в установленных разными исследованиями закономерностях (в отношении плотности тока, ширины темного пространства и т. д.). Чтобы исключить это обстоятельство, усложняющее условие опыта, катод делают с водяным охлаждением. Температура газа и катода тем выше, чем больше мощность разряда у катода (произведение плотности тока на катодное падение).

Так как катод заряжен отрицательно, а впереди него находится в разряде слой положительного пространственного заряда, то на катод в разрядной трубке всегда действуют довольно значительные механические силы. Действие этих электростатических сил усложняется проявлением аэродинамических сил вследствие образования течений в неравномерно нагретом газе. Если исключить возможность образования огибающих катод течений, устроив катод так, чтобы он заполнял всю трубку по ее ширине, то действующая в этом случае одна лишь электростатическая сила выразится так:

$$K = \frac{E^2}{8\pi} \quad (6)$$

Экспериментальная проверка этой формулы показала, что:

1. Определенная из формулы (6) напряженность поля в непосредственной близости катода больше, чем „средняя“ напряженность поля, полученная делением катодного падения на ширину темного катодного пространства в соответствии с представлением о постепенном увеличении напряженности поля при приближении к катоду.

2. В случае нормального катодного падения сила  $K$  возрастает пропорционально плотности тока и, следовательно, примерно, пропорционально квадрату давления. Сопоставление этого обстоятельства с формулой (6) показывает, что напряженность поля около катода возрастает пропорционально давлению газа.

3. В случае аномального катодного падения сила  $K$  возрастает не пропорционально плотности тока, а медленнее.

**§ 6. Катодное распыление.** Кроме электронных явлений на катоде тлеющего разряда происходит еще весьма важный, практически характерный процесс *катодного распыления*: частицы материала катода летят во все стороны, покрывая находящиеся в трубке предметы и стенки самой трубки металлическим налетом. Катодное распыление происходит по всей поверхности катода, покрытой разрядом. В некоторых местах от поверхности катода отрываются при большой плотности разрядного тока более или менее крупные частицы, и распыление происходит особенно усиленно. В этих местах поверхность катода становится неровной, в ней образуются углубления, подобные выбоинам (выщербленная поверхность).

Следует различать распыление химического характера, в основе которого лежат химические взаимодействия между газом и материалом катода, и собственно катодное распыление, не сопровождаемое никакими химическими реакциями. Для собственно катодного распыления наблюдаются такие закономерности:

1) чем выше давление, тем меньше катодное распыление;

2) распыление тем больше, чем больше катодное падение потенциала;

3) при большом (аномальном) катодном падении количество распыленного металла пропорционально разности катодного падения и некоторого критического минимального падения ( $V - V_k$ ), где  $V_k$  — порядка 500 В. При меньших катодных падениях эта пропорциональность нарушается, и количество распыляемого металла соответствует кривой, более или менее асимптотически приближающейся к оси абсцисс (рис. 154), так что катодное распыление происходит и при сравнительно небольших катодных падениях. Только при этом оно может быть столь незначительным, что обнаруживается лишь после продолжительного (сотни часов) непрерывного действия разряда.

Катодное распыление, при прочих равных условиях, пропорционально силе тока в трубке. Если просто увеличивать плотность тока в трубке, то благодаря тому, что вместе с тем пропорционально увеличивается и аномальное падение потенциала, количество распыленного металла растет, примерно, пропорционально квадрату плотности тока.

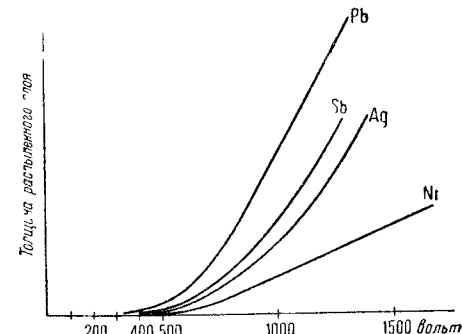


Рис 154.

В отношении способности отдельных металлов к распылению можно привести следующие два ряда, взятые из работ различных исследователей. Распыление уменьшается при переходе от одного металла к другому в следующем порядке:

Cd, Ag, Pb, Au, Sb, Sn, Bi, Cu, Pt, Ni, Fe, W, Zn, Si, Al, Mg.

Второй ряд даем в виде таблицы (табл. 5), второй столбец которой указывает количество распылившегося металла в мг на 1 А тока в час.

Таблица 5

Mg	9	Wo	57	Au	460
Ta	16	Ni	65	Ag	740
Cr	27	Fe	68	Sb	890
Al	29	Sn	196	Pb	1080
Cd	32	C	262	As	1100
Mn	38	Cu	300	Te	(1200)
Mo	56	Zn	340	Bi	1470
Co	56	Pb	400		

Последовательность, даваемая этими рядами, может быть нарушена в газах, взаимодействующих с металлом химически, вследствие образования поверхностных слоев соединений. Слои адсорбированного газа также сильно влияют на катодное распыление.

При собственно катодном распылении (электрическом распылении) распыленный металл осаждается густым слоем на предметах, ближайших к катоду, например на ближайших частях трубки. При химическом распылении налет распределяется по всей трубке равномерно или в виде отдельных пятен. Объясняется это тем, что в этом втором случае первоначально образуются газообразные соединения металла с газом, которые



распространяются по всей трубке, вследствие процесса диффузии и лишь потом, разлагаясь около стенок, выделяют металл. При образовании пятен иногда играют значительную роль химические реакции продуктов катодного распыления со стеклом трубки.

Явление катодного распыления известно уже очень давно, но лежащие в основе этого явления элементарные процессы изучены еще довольно плохо. Объяснить катодное распыление так же, как объясняется распыление нити в лампах накаливания, простым испарением металла нельзя, так как температура катода при тлеющем разряде для этого далеко недостаточна. Объяснение распыления путем механических ударов быстро движущихся положительных ионов встречает затруднения с количественной стороны. Наиболее приемлемой в настоящее время надо считать теорию катодного распыления, выдвинутую Шмиком. По этой теории в той области поверхности катода, где как раз имеет место удар положительного иона, происходит в момент этого удара сильное разогревание катода. Пока температура этого элемента поверхности катода успеет выравняться, проходит некоторое, хотя и очень короткое, но все же конечное время. За это время происходит испарение металла катода и отрыв от катода более крупных частиц путем растрескивания металла при местном бурном нагревании [78, 41, 73, 74].

Некоторым подтверждением этой теории служит то обстоятельство, что, как показывает спектральный анализ, излучение газа в темном кружковом пространстве содержит линии, принадлежащие металлу катода, относящиеся при этом к спектру нейтрального атома, а не иона. Следовательно, катодное распыление совершается посредством отделения нейтральных частиц.

Явлением катодного распыления пользуются для того, чтобы очистить поверхность катода. Особенно хорошо распыляются различного рода окислы. Другое применение катодного распыления в лабораторной практике состоит в получении путем распыления тонких металлических слоев. Эти слои можно получить не только на стекле, слюде или, вообще, каком-либо твердом теле, но и просто в виде тонкой пленки металла, если предварительно распылить металл на пленке какого-либо легко растворимого вещества, а затем эту пленку удалить растворением или соответствующим химическим процессом.

Катодное распыление всегда сопровождается поглощением газа распыленными частицами. Это поглощение является одним из процессов „жестчения газа“ (гл. V). Необходимо заметить, что при катодном распылении поглощаются и благородные газы, хотя поглощение последних происходит в гораздо меньшей степени. При этом аргон поглощается много сильнее неона. Поглощение последнего обнаружилось при практических применениях газового разряда, как источника света, при очень большой общей длительности разряда (до нескольких тысяч часов) и представляет собой фактор, ограничивающий время жизни „неоновых трубок“ [84].

**§ 7. Элементарные процессы в катодных частях тлеющего разряда.** Более детальное представление о движении электронов и ионов в катодных частях тлеющего разряда и о тех частях разряда, в которых возникают свободные электроны и ионы, мы получаем из опыта „катодных теней“ и отчасти из опытов с каналовыми лучами.

Если внутри трубки перед катодом, в точке  $D$  (рис. 155) темного кружкова пространства, поместить небольшой слюдяной экран, то между катодом и экраном возникает полоса, более темная, чем окружающее пространство. У основания этой полоски на катоде пропадает „первое катодное свечение“. В тлеющем свечении по другую сторону экрана также образуется тень. Экран  $D$  как бы бросает тень в обе стороны. Так как в разряде  $+$  ионы движутся по направлению к катоду, а электроны — в обратном направлении, то из опыта возникновения тени приходим к выводу, что экран мешает движению  $+$  ионов от тлеющего свечения к катоду и движению электронов от катода к тлеющему свечению, что и вызывает отсутствие связанного с ударами  $+$  ионов о катод первого катодного свечения и соответствующей части тлеющего свечения. Правильность такого вывода подтверждается поведением описанных теней в магнитном поле.

А именно: тень в первом тлеющем свечении остается на своем месте; тень от экрана  $D$  к аноду загибается (тень II, рис. 155), кроме того, в темном кружковом пространстве появляется тень III, изогнутая в том же направлении, как и тень II. Объяснение: магнитное поле действует на быстро движущиеся электроны и почти не отклоняет  $+$  ионы, которые в том же поле движутся гораздо медленнее электронов благодаря большей массе. Поэтому основание тени I не передвигается. Отсутствие выделения электронов из катода в этом месте вызывает появление изогнутой тени II, ибо пути электронов, вылетающих из основания тени I, должны были бы лежать как раз внутри пространства, занятого тенью II. Тень III соответствует путям электронов, которые задерживаются экраном  $D$ . Весьма существенно, что образование теней I, II и III и их чернота не зависят от положения экрана и его расстояния от резкой границы тлеющего свечения. Это обстоятельство объясняется тем, что 1) образование свободных электронов под ударом  $+$  ионов происходит на поверхности катода, 2) образование  $+$  ионов, удары которых о катод совершаются в условиях, необходимых для вышибания достаточного числа вторичных электронов, происходит внутри тлеющего свечения.

Образование теней при внесении постороннего тела в кружково пространство вполне аналогично явлению прекращения тлеющего разряда при приближении анода к катоду. Пока анод находится дальше, чем головка тлеющего свечения, темное кружково пространство и головка тлеющего свечения при прочих равных условиях остаются неизменными; но стоит только приблизить анод настолько, что между ним и границей тлеющего свечения останется расстояние, меньше  $\frac{1}{5} - \frac{1}{10}$  ширины темного кружкова пространства, как разряд резко прекращается. Отсюда также вытекает, что место возникновения необходимых для поддержания тлеющего разряда ионов („источник ионов“) находится в начале тлеющего свечения.

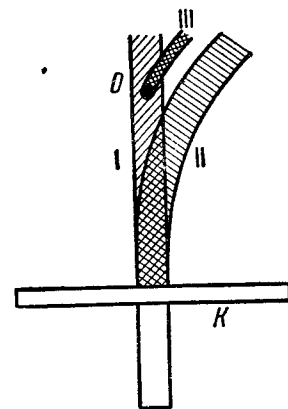


Рис. 155.

Результаты опыта теней надо трактовать так, что между катодом и экраном  $D$  нет достаточного пространства для разбега и необходимой для поддержания разряда лавины электронов. Число выделяющихся на поверхности катода электронов зависит как от скорости ударяющихся о катод ионов газа, так и от числа их. И то, и другое будет тем больше, чем дальше подвигается от катода лавина электронов. Но скорость  $+$  ионов должна меняться сравнительно мало, так как наибольшую напряженность поле имеет около катода. Что же касается числа положительных ионов, то, как мы видели, разбирая теорию Таунсенда, число ионизаций, происходящих на пути электронной лавины, и, следовательно, число образуемых этой лавиной  $+$  ионов возрастает по экспоненциальному закону при удалении лавины от катода и потому всякое укорочение пути электронной лавины приводит к сильному уменьшению числа образуемых ею положительных ионов.

Так как электроны, вследствие своей малой массы, приобретают в одном и том же поле ускорение, во много раз большее ускорения положительных ионов, то они пробегают темное кружково пространство в гораздо меньший промежуток времени, чем положительные ионы. Вследствие этого во всякий данный момент времени положительных ионов в кружковом пространстве гораздо больше, чем электронов. Этот положительный заряд расположен неравномерно: если в какой-либо точке образуется в 1 сек определенное число положительных ионов, то при движении их к катоду с ускорением число их, приходящееся на  $1 \text{ см}^3$ , будет постепенно уменьшаться по направлению их движения<sup>1)</sup> Наибольшее число положительных ионов будет приходиться на  $1 \text{ см}^3$  в той части занятого разрядом объема, которую мы обозначили выше как „источник положительных ионов“. Такое распределение плотности положительных ионов в пространстве обуславливает собой наблюдаемое в тлеющем разряде распределение потенциала около катода. Около самого катода имеется налицо слой отрицательного пространственного заряда, образуемый электронами, начинающими свое движение от катода с очень малыми скоростями. Поэтому принято говорить о двойном слое электрических зарядов около катода. Не следует однако представлять эти слои как резко ограниченные узкие области положительного и отрицательного зарядов.

Некоторый свет на причины существования резкой границы тлеющего свечения проливают следующие опыты. Если в трубке сделать анод  $A$  с отверстием посередине (рис. 156) и приблизить этот анод к

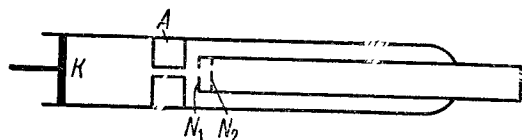


Рис. 156.

катоде  $K$  настолько, что он будет находиться внутри области тлеющего свечения, то тлеющее свечение продолжается через отверстие в аноде по другую его сторону.

Если теперь за анодом создать при помощи сеток (сетки  $N_1$  и  $N_2$ ), соединенных с потенциометром, электрическое поле, то при достаточно сильном поле между сетками  $N_1$  и  $N_2$  появляется тень, между тем как за сеткой  $N_2$  тлеющее свечение продолжает существовать. Более подробно: начиная с полей  $100 \text{ В/см}$ , начинает изменяться окраска свечения между сетками в сторону приближения к окраске темного кружкова пространства, и яркость свечения между сетками постепенно падает с увеличением напряженности электрического поля.

Возможность погасить тлеющее свечение электрическим полем, а также указанный в § 5 порядок появления спектральных линий при переходе от темного кружкова пространства к тлеющему свечению находят свое объяснение в предположении, что в тлеющем свечении излучение газа вызвано не столько процессами возбуждения атомов при столкновениях с электронами, сколько свечением, сопровождающим рекомбинацию ионов и электронов. Сильное электрическое поле мешает явлению рекомбинации, так как в таком поле электроны и ионы подходят друг к другу со слишком большими скоростями. Поэтому сильное электрическое поле гасит „свечение рекомбинации“.

В темном кружковом пространстве напряженность электрического поля велика: „свечение рекомбинации“ не может иметь места. В области тлеющего свечения напряженность поля мала: „свечение рекомбинации“ осуществляется<sup>[63]</sup>.

На вопрос, почему же вместе со свечением рекомбинации не всегда появляется также значительное „свечение возбуждения“, можно ответить так. Пробежав от катода до тлеющего свечения все катодное падение потенциала, электроны обладают большими скоростями, вполне достаточными для ионизации газа; в то же время вероятность ионизации при этих скоростях гораздо больше, чем вероятность возбуждения. Поэтому в области тлеющего свечения гораздо чаще происходит ионизация и сопровождающая ее, вследствие наличия для того благоприятных условий, рекомбинация, чем возбуждение атома или молекулы газа<sup>[10]</sup>.

В случае „полого“ катода свечение катодных частей разряда особенно интенсивно. Пути электронов в этом случае сосредоточиваются по оси полого цилиндра — катода<sup>[62,72]</sup>.

Вероятность рекомбинации зависит не только от напряженности поля, но и от числа электронов и ионов в единице объема (от концентрации электронов и  $+$  ионов). В области тлеющего свечения концентрация ионов и электронов велика. Здесь имеются и „первичные“, и „вторичные“, и „третичные“ электроны. Свечение рекомбинации в таких условиях имеет место. Наоборот, обычное отсутствие свечения рекомбинации в положительном столбе разряда объясняется недостаточной там концентрацией ионов и электронов. При большой концентрации электронов в области тлеющего свечения и малой концентрации их в области темного кружкова пространства на электроны около границы этих областей должны действовать значительные силы диффузии.

<sup>1)</sup> Число  $+$  ионов, проходящих через каждый  $\text{см}^2$ , равно  $n_+ \cdot v$ . При стационарном потоке  $n_+ \cdot v$  постоянно. Следовательно, с увеличением  $v$  должно уменьшиться  $n_+$ . Аналогичное явление наблюдается в длинной струе воды, вытекающей из отверстия: струя по мере продвижения вперед под действием силы тяжести становится тоньше и, наконец, разбивается на отдельные капли.

Этим силам диффузии:

$$F = -D \frac{dn}{dx} \quad (7)$$

противодействует электрическое поле, быстро возрастающее по направлению к катоду. Резкую границу области тлеющего свечения объясняют как границу, до которой долетают в направлении катода гонимые диффузией и останавливаемые электрическим полем электроны, или, другими словами, как своеобразную точку поворота в движении электронов. При подходе к такой точке поворота концентрация электронов весьма быстро возрастает, а следовательно, быстро улучшаются условия, необходимые для свечения рекомбинации.

Представления о механизме катодных частей разряда можем кратко формулировать так. По направлению к катоду двигаются под действием электрического поля  $+$  ионы и вызывают появление свободных электронов лишь в ничтожных количествах при своем движении через газ и в большом количестве при ударах о катод. Эти электроны путем столкновений первого рода приводят к образованию лавины электронов. Сила тока складывается из этих двух противоположных потоков, которые взаимно вызывают друг друга. При этом возникают пространственные заряды, создающие сильное поле в темном круксовом пространстве и соответствующее этому полю „катодное падение потенциала“. Как раз это сильное поле и сообщает электронам и ионам скорости, достаточные для образования лавин.

Что касается объяснения явлений, нашедших свое выражение в законе Геля, то согласно Зеелигера дело происходит так. При неполном покрытии катода разрядом, на электроны и ионы на краях пространства, где сосредоточен разряд, действуют силы диффузии, стремящиеся сдвинуть электроны и ионы в направлении, перпендикулярном к полю. Эти силы оказывают большее действие на  $+$  ионы, чем на электроны, так как электроны сразу приобретают большие скорости в сильном поле около катода и потому их труднее отклонить в сторону. Кроме того  $+$  ионы имеют свободные пути, в  $4\sqrt{2}$  раза более короткие, чем электроны, и чаще теряют свои скорости при столкновениях. Таким образом по краям разряда вследствие расползания ионов в стороны, в направлении, перпендикулярном к полю, уменьшается плотность положительного пространственного заряда, и потому уменьшается напряженность поля. Это вызывает наблюдаемое на границе области разряда удлинение темного круксова пространства. В силу такого удлинения увеличивается расстояние, на котором разбегается электронная лавина. Вместе с тем, в движении, перпендикулярном к оси трубки,  $+$  ионы опережают электроны; возникают силы, задерживающие  $+$  ионы (притяжение ионов электронами). В результате получается равновесие между электрическими и диффузионными силами, и пространство, занятое разрядом, перестает расширяться.

Допустим теперь, что мы увеличили общую силу тока. В первый момент увеличивается плотность тока в каждой точке темного пространства. Увеличиваются и плотность созданного током пространственного заряда и силы, действующие на  $+$  ионы в направлении, перпендикулярном оси

трубки. Облако положительного пространственного заряда начинает распространяться вширь, пока плотность  $+$  ионов в нем не достигнет прежнего значения, при котором силы, действующие на  $+$  ионы в краевых частях разряда, взаимно уравниваются. Отсюда закон Геля: при увеличении общей силы тока увеличивается не плотность тока, а площадь катода, участвующая в разряде. Плотность тока при постоянной общей силе тока обуславливается исключительно распределением поля и явлениями диффузии положительных ионов на краях разряда.

Чтобы уяснить себе постоянство катодного падения при неполном покрытии катода разрядом, допустим, что при неизменной общей силе тока через трубку катодное падение стало несколько больше нормального. Это может произойти только путем увеличения положительного пространственного заряда. Следовательно, сейчас же начнется рассматриваемое выше расползание положительного заряда в стороны под действием сил диффузии, и катодное падение вернется к прежнему значению. Расползание положительного заряда вызовет при неизменной общей силе тока уменьшение плотности тока в каждой точке разряда. И уже в следующий короткий промежуток времени плотность как отрицательного, так и положительного пространственных зарядов окажется меньше нормальной, и пространство, занятое разрядом, начнет стягиваться, пока не восстановится прежний режим. Излишне образовавшийся положительный заряд при этом автоматически компенсируется путем исчезновения лишних ионов на катоде.

Так как на границе области катодного падения продольный градиент потенциала в разряде чрезвычайно мал или даже имеет обратное направление, вследствие диффузии электронов, то количество положительных ионов, проникающих в область катодного падения из частей разряда, лежащих дальше от катода, ничтожно мало или равно нулю. Поэтому область разряда от катода до границы катодного падения с очень большой степенью точности можно рассматривать как изолированную и применять к ней внутреннее условие устойчивости разряда в форме:

$$\gamma \left( e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right) = 1, \quad (8)$$

где  $d$  — расстояние границы области катодного падения от катода. Вследствие справедливости равенства (8) для катодной области понятна тесная аналогия между катодным падением  $V_k$  и потенциалом зажигания разряда  $V_z$ . Становится также понятной и зависимость  $V_k$  одновременно от природы газа — коэффициент  $\alpha$  — и от материала катода — коэффициент  $\gamma$ . Попытки построить более полную математическую теорию катодных частей разряда были сделаны Комптоном и Морзе<sup>[83]</sup>, а также Гиппелем<sup>[21]</sup> и другими<sup>[51, 59]</sup>.

К стройным и удобоприменимым результатам эти попытки, однако, не привели. Опыт показывает, что соударения II рода возбужденных, в частности, метастабильных атомов основного газа с атомами или молекулами примеси существенно влияют на режим катодных частей разряда<sup>[75, 76]</sup>.

**§ 8. Каналовые лучи.** Если предусмотреть в катоде одно или несколько узких отверстий, то положительные ионы,двигающиеся в катодном пространстве к катоду, проходят через эти отверстия и образуют в закатодном пространстве пучок или пучки каналовых лучей. На пути такого пучка газ светится, так как вследствие явления перезарядки пучок состоит не только из положительных ионов, но и из быстрых нейтральных, отчасти возбужденных молекул или атомов, а также из отрицательных ионов. Под действием магнитного поля каналовой луч разделяется на три пучка соответствующих: положительным ионам — отклонение в одну сторону, отрицательным ионам — отклонение в другую, и нейтральным молекулам или атомам — неотклоненный пучок. При повторном пропускании каждого из пучков через магнитное поле каждый из них снова распадается на три пучка. Это указывает, что процессы перезарядки происходят не только в катодном пространстве, но и продолжают в каналовых лучах. Более детальный анализ при помощи электрического и магнитного поля показывает, что в каналовых лучах участвуют не только однократно, но и многократно ионизированные атомы. Доказано также присутствие двукратно заряженных молекул. Для того чтобы получить резко ограниченные пучки каналовых лучей и производить точный анализ ионов, необходимо поддерживать в закатодной части трубки давление, во много раз меньшее, чем обычное давление в разрядной трубке. Такая разница давлений в одной и той же трубке достигается непрерывной откачкой при помощи откачной системы и сужением каналов в катоде, плотно замыкающем разрядную часть трубки.

**§ 9. Тлеющее свечение и фарадеево темное пространство.** Резко ограниченное со стороны катода тлеющее свечение в сторону анода постепенно переходит в темное фарадеево пространство. Границу тлеющего свечения со стороны анода определяют как предел, до которого долетают „быстрые электроны“, получившие большую скорость в темном круксовом пространстве за счет катодного падения потенциала. Предел этот можно определить, как показали опыты Гюнтершульце, воспользовавшись тем, что быстрые катодные электроны, попадая в область „анодного свечения“ (тонкая светящаяся пленка на аноде), гасят это свечение. Анодное свечение наблюдается в широких сосудах, где отсутствует „положительный столб“. Если в таком сосуде приближать анод к катоду, то при определенном расстоянии между ними анодная светящаяся пленка исчезнет, так как на нее начинают попадать быстрые электроны. Это расстояние и будет расстоянием конца тлеющего свечения от катода. Если отсюда вычесть расстояние от катода до резкого начала тлеющего свечения, то получим длину тлеющего свечения. Длина тлеющего свечения увеличивается с уменьшением давления газа и с увеличением катодного падения.

Что касается распределения потенциала в области тлеющего свечения и темного фарадеева пространства, то градиент потенциала, очень большой в темном круксовом пространстве, резко падает в начале тлеющего свечения, проходит через минимум и начинает вновь возрастать лишь в области темного фарадеева пространства, постепенно повышаясь по мере приближения к области „положительного столба“. В ряде опы-

тов наблюдалось, что конец фарадеева пространства и начало „положительного столба“ соответствовали совершенно определенному, не зависящему от силы тока градиенту потенциала. Понятие об общем ходе градиента дает рис. 157.

Измерения, произведенные при помощи зондов Ленгмюра, показали, что в области тлеющего свечения могут встречаться отрицательные градиенты поля, т. е. потенциал, вместо того чтобы повышаться по направлению к аноду, на некотором протяжении убывает. Это явление объясняется диффузией электронов и положительных ионов. Электроны, диффундирующие из головки тлеющего свечения, благодаря своей меньшей массе забегают вперед по сравнению с положительными ионами и понижают потенциал. Тем же явлением диффузии объясняется и то обстоятельство, что расстояние конца тлеющего свечения от катода больше чем „длина пробега“, соответствующая скорости электронов в начале тлеющего свечения. В направлении от головки тлеющего свечения в сторону анода концентрация электронов убывает постепенно, так как здесь электроны двигаются по направлению от катода к аноду под действием как силы поля, так и силы диффузии.

Из световых явлений в области тлеющего свечения заслуживает внимания явление ореолов — различно окрашенных слоев, окружающих основное тлеющее свечение. Ореолы можно наблюдать во всех случаях тлеющего свечения, если рассматривать спектральный состав излучаемого света, так как каждой спектральной линии, эмиттируемой в области тлеющего свечения, соответствует свое распределение интенсивности свечения как по направлению оси трубки, так и по направлению ее радиуса. В особенности резко этого рода ореолы выступают в смесях различных газов. В этом случае они бросаются в глаза и без спектрального исследования.

Можно наблюдать и другого рода ореолы, которые вызваны сложными процессами возбуждения (подобно явлениям послесвечения). Так, например, в гелии (чистая гелиево-неоновая смесь) тлеющее свечение, дающее линии гелия, окружено ореолом, показывающим полосатый спектр гелия (спектр молекулы  $He_2$ ). В этом частном случае предполагается, что 1) либо возбужденные атомы гелия диффундируют в пространство, занятое ореолом, и там соединяются в возбужденные молекулы  $He_2$ , 2) либо в эту область проникают быстрые первичные электроны и здесь на месте происходит процесс возбуждения атомов и соединения их в молекулы. В фарадеевом темном пространстве движение электронов в направлении к аноду совершается под действием диффузионных сил и вновь возрастающего здесь электрического поля<sup>[54]</sup>.

**§ 10. Анодные части разряда.** В то время как рассмотренные выше части разряда тесно связаны с катодом и в них сосредоточены все процессы, необходимые для поддержания разряда, так называемое

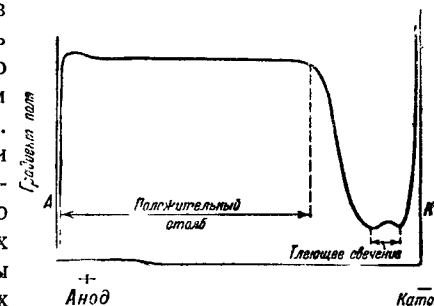


Рис. 157.

„положительное свечение“, о котором речь будет в следующем параграфе, является самостоятельной частью разряда, появление которой в разряде не обязательно. Точно так же и анодные части разряда, будучи тесно связаны с расположением и формой анода, тоже не являются существенными для поддержания разряда и могут отсутствовать. Как уже было указано в предыдущем параграфе, эти части исчезают, если на анод попадет поток быстрых электронов. В этом отношении вредно действуют не только быстрые электроны „тлеющего свечения“, но и электроны, имеющиеся в области „положительного столба“. Поэтому, чтобы наблюдать анодные части разряда, приходится отклонять положительный столб от поверхности анода магнитным полем или помещать анод в стороне, или, наконец, устранять существование положительного столба, пользуясь шарообразной разрядной трубкой.

С уменьшением давления светящаяся пленка, называемая „анодным свечением“, разрастается, принимая различные причудливые формы со сложными цветными переходами, зависящими от случайных (геометрических и иных) условий<sup>[50]</sup>.

Особенно большие размеры анодное свечение принимает в электроотрицательных газах (например в галоидах).

Пользуясь переменным током и фотографированием анодного свечения при помощи вращающегося зеркала, наблюдали проявление в анодном свечении закона, аналогичного закону Гея: площадь, на которой сидело анодное свечение, изменялась при переменном токе периодически по закону синуса, т. е. пропорционально силе тока.

Ширина темного анодного пространства, т. е. пространства между анодным свечением и анодом, обычно весьма мала (несколько десятых миллиметра при обычной поверхности анода и около 1 мм при высокополированной поверхности анода). При очень низких давлениях газа (тысячные доли мм Hg), при которых для поддержания разряда приходилось пользоваться оксидным подогревным катодом, наблюдалось темное анодное пространство шириной до 15 мм. Граница анодного свечения со стороны анода была всегда резкая.

Между анодом и областью анодного свечения наблюдается „анодное падение потенциала“. Это падение чрезвычайно чувствительно к состоянию поверхности анода; по величине оно порядка от нескольких вольт до нескольких десятков вольт. Характер анодного падения зависит от материала анода, от природы газа, от формы и размеров анода.

В некоторых случаях анодное падение достигает очень больших значений, а именно: 1) при прибавлении к основному газу электроотрицательных примесей, 2) при очень малой поверхности анода и очень большой, вследствие этого, плотности тока и 3) под действием сильного магнитного поля. Это большое падение потенциала по аналогии с явлениями на катоде называется *аномальным*.

В связи с аномальным анодным падением потенциала стоит появление „анодных лучей“, т. е. появление пучков быстро движущихся положительных ионов при применении в качестве анода различных солей.

Что касается теории анодных частей разряда или описания происходящих в них элементарных процессов, то при подходящих условиях явления на аноде можно отождествлять с явлениями на зонде и применять

к аноду теорию зондов Ленгмюра. Это удается в случае отсутствия ионизации около анода или на его поверхности. В других случаях приходится учитывать образование ионов при ударе электронов о газовый слой, адсорбированный на поверхности анода. Ионизация понижает анодное падение, но анодное падение нормально не может понизиться ниже величины, необходимой для самого процесса ионизации, т. е. ниже ионизационного потенциала газа, адсорбированного на аноде. При увеличении плотности тока, увеличении давления газа и плотности адсорбированного слоя приходится считаться с возможностью ионизации ступенями, а потому анодное падение в этих случаях, как показывает опыт, спускается иногда ниже соответствующего ионизационного потенциала<sup>[19]</sup>.

В тех случаях, когда никакой ионизации на поверхности анода или вблизи ее не происходит и анод можно рассматривать как зонд, соприкасающийся с плазмой, анодное падение может быть и положительным и отрицательным, т. е. потенциал анода может быть и выше и ниже потенциала окружающего газа. Ток на анод в этом случае представляет собой беспорядочный ток электронов, попадающих из плазмы в слой пространственного заряда, окружающий всякий соприкасающийся с плазмой электрод, а следовательно, и анод. Обозначая через  $A$  площадь поверхности внешней границы этого слоя, мы находим для электронного тока на анод  $I_a$ , согласно формуле (68) гл. II

$$I_a = \frac{Ae}{4} n_e \bar{v}_e. \quad (9)$$

Если размеры анода малы, то  $A$  мало и  $I_a$ , определяемое по формуле (9), может оказаться меньше разрядного тока в цепи. В этом случае от анода уходит в цепь большее число электронов, чем приходит к нему из плазмы. Анод начинает заряжаться положительно. Потенциал анода возрастает по сравнению с потенциалом окружающего газа; движение электронов ускоряется;  $I_a$  возрастает, пока не сравняется с током в цепи  $I$  и не наступит равновесия. В случае большого анода, и, следовательно, большого  $A$ ,  $I_a$  может оказаться больше  $I$ . Анод начинает заряжаться отрицательно. Потенциал анода уменьшается по сравнению с потенциалом газа. Движение электронов замедляется,  $I_a$  уменьшается, пока опять не сравняется с  $I$ . Если  $\frac{Ae}{4} n_e \bar{v}_e = I$ , то анодное падение равно нулю.

§ 11. „Остов“ разряда и „положительный столб“. Как указано в § 1 этой главы, „остовом“ разряда („Rumpf“) называется часть разряда, лежащая между катодными и анодными частями разряда. В то время как катодные и анодные части имеют совершенно определенные размеры, обуславливаемые природой и давлением газа и плотностью разрядного тока, „остов“ заполняет остальное пространство трубки и при достаточно большой разности потенциалов между катодом и анодом может иметь любую длину. Можно получить разряды в трубках до нескольких метров длиной, причем протяжение катодных и анодных частей ничуть не больше, чем в коротких трубках. На явлениях, наблюдаемых в остове, не сказываются ни природа, ни состояние электродов, и весь „остов“

является лишь частью разряда, служащей для передачи тока через газ. Для самого существования разряда и внутренних условий его устойчивости явления, наблюдаемые в „остове“, не играют роли.

В более или менее узких трубках „остов“ всегда имеет вид положительного светящегося столба, т. е. трубка заполнена столбом светящегося газа. Вследствие большого протяжения и большой яркости свечения положительный столб является наиболее бросающейся в глаза частью разряда, тою частью его, которая более всех других может быть использована при применении явлений тлеющего разряда в качестве источника света. Исследования Гюнтершульце показали, что „светящийся положительный столб“ не является характерной частью разряда как такового, а вызван исключительно влиянием стенок трубки на явления разряда и происходящими около этих стенок процессами.

В достаточно широких трубках и шарообразных разрядных сосудах при прочих равных условиях „положительного столба“ нет, и весь „остов“ либо совершенно темный (Ne, H<sub>2</sub>, Ag, последний при давлении меньше 3 мм Hg), либо в „остове“ происходит лишь неинтенсивное свечение (O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, Ag и N<sub>2</sub>, последние при больших давлениях).

Изучение распределения потенциала в „остове“ при отсутствии „положительного столба“ (такой „остов“ некоторые авторы предлагают называть „плоским остовом“) показали, что в темном „остове“ существует для каждого газа постоянное, пропорциональное давлению газа, — падение потенциала. Это падение, отнесенное к 1 см длины и к 1 мм Hg давления, называют нормальным градиентом. Для нормального градиента  $g_n$ , а также для падения потенциала  $g$  на длине одного свободного пути электрона в газе найдены следующие значения:

Таблица 6

Газ	Ag	He	Ne	N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O
$g_n V/cm$	1,04	0,8	0,493	3,25	2,23	13,1	50,0
V	0,0305	0,066	0,0277	0,088	0,115	0,38	0,93

Неравномерное нагревание газа в трубке, конвекционные течения, а также невозможность совершенно устранить влияние стенок (так как ионы и электроны все же в некоторой степени диффундируют к стенкам и там рекомбинируют даже и в широких трубках) делают определение нормального градиента несколько затруднительным и искажают соответствующее распределение потенциала<sup>[31]</sup>.

Существование падения потенциала в „остове“ объясняется на основе представления о разряде, как стационарном явлении, следующим образом. Вследствие диффузии в стороны, рекомбинации, а также вследствие образования при столкновении с нейтральными молекулами газа тяжелых ионов число электронов и положительных ионов в „остове“ должно было бы уменьшаться по мере их продвижения. Убыль в ионах и электронах при наличии стационарного электрического тока должна

восполняться. Восполнение этой убыли происходит путем столкновений с частицами газа наиболее быстрых электронов. Распределение скоростей электронов и средняя их энергия в случае стационарного режима должна восстанавливаться. Это восстановление происходит за счет электрического поля. Так как убыль в „плоском остове“ небольшая, то и требуемый градиент поля небольшой, а потому и явления возбуждения атомов чрезвычайно редки, и „остов“ не светится или почти не светится. Свечение наблюдается как раз в тех газах, где образование тяжелых ионов наиболее вероятно, а потому вероятно и большая убыль электронов, требующая более сильного поля для компенсации этой убыли.

В случае достаточно узкой разрядной трубки картина резко меняется. Быстро движущиеся электроны попадают на стенку, оседают там и заряжают стенку отрицательно. Созданное таким образом поле влечет к стенке положительные ионы. Равновесие устанавливается тогда, когда число оседающих на стенке положительных ионов становится равным числу оседающих электронов. Таким образом у стенок плотность электронов и ионов меньше, чем по оси трубки, и по направлению, перпендикулярному к оси, под действием диффузии устанавливается непрерывный поток электронов и ионов. Происходящая отсюда убыль электронов и ионов восполняется ионизацией столкновениями первого рода. При наличии указанного явления оседания электронов и ионов на стенке убыль их в „положительном столбе“ много больше, чем в случае „темного остова“; при том тем больше, чем уже трубка. Большая убыль требует большей ионизации и в конечном итоге достаточно сильного поля. Необходимая для поддержания постоянного числа ионов и электронов напряженность поля оказывается достаточной для усиленного возбуждения атомов электронами. Отсюда интенсивное свечение „положительного столба“.

Свечение „положительного столба“ в основном обычное свечение возбужденных атомов, а не свечение рекомбинаций.

Порядок появления отдельных спектральных линий на границе „положительного столба“ подтверждает это. Сперва (т. е. там, где постепенно ускоряющие свое движение в фарадеевом пространстве электроны имеют еще малые скорости) появляются спектральные линии, требующие меньшей энергии для своего возбуждения; по мере удаления от катода и увеличения скорости электронов появляются линии с большей энергией возбуждения.

Если сравнить свечение „положительного столба“ с излучением „тлеющего свечения“, то оказывается, что спектральные линии „положительного столба“ имеют меньшую энергию возбуждения, чем спектральные линии „тлеющего свечения“. Положительному свечению свойственен „спектр дуги“ (спектр нейтрального атома), тогда как в „тлеющем свечении“ можно встретить линии искрового спектра (спектра ионизированного газа). Однако от утверждения, что в „положительном столбе“ мы имеем во всех случаях дело со свечением возбуждения, приходится отказаться. Креффт<sup>[14]</sup> обнаружил в положительном столбе все характерные признаки свечения рекомбинации при разряде в благородном газе, содержащем пары металлов 1-й и 3-й группы



периодической системы, спектрам которых свойственны дублеты. В этих случаях, по его наблюдениям, свечение рекомбинации в „положительном столбе“ не обусловлено какими-либо особыми условиями опыта, а всегда свойственно разряду при большой плотности тока. Исследованы были Th, In, Cs, Rb, K, Na. В металлах второй группы Hg, Cd, Zn, Mg свечения рекомбинации при тех же условиях в „положительном столбе“ Креффт не нашел. Креффт полагает, что такое поведение этих металлов объясняется меньшей „вероятностью ионизации“ их, по сравнению с металлами 1-й и 3-й групп при одной и той же скорости сталкивающихся с ними электронов.

Спектр „положительного столба“ зависит от величины градиента поля в этом столбе. При увеличении градиента вследствие уменьшения диаметра трубки спектр „положительного столба“ несколько приближается к спектру „тлеющего свечения“. Иногда наблюдается различная окраска „положительного столба“ у его оси и во внешних частях. Во внешних частях опять-таки преобладают линии с меньшей энергией возбуждения. Интенсивность свечения „положительного столба“ как в отношении интенсивности энергии, излучаемой в качестве видимого света, так и в отношении интенсивности всей излучаемой энергии, в грубых чертах, пропорциональна как силе, так и мощности тока в столбе.

При малых давлениях газа и не слишком малой силе тока светящийся положительный столб заполняет собой все сечение разрядной трубки. По мере увеличения давления, а также по мере увеличения силы тока при давлениях порядка нескольких десятков тор положительный столб суживается, отделяясь от стенок трубки. При давлениях порядка одной атмосферы — дуговой разряд — положительный столб представляет собой узкий ярко светящийся стержень, расположенный по оси трубки. При дальнейшем повышении давления диаметр такого „отшнурованного“ положительного столба уменьшается еще больше. Яркость шнура увеличивается. Наиболее рельефно наблюдается эта картина в ртутном разряде „высокого“ (порядка  $1 \text{ ат}$ ) и „сверхвысокого“ (сотни атмосфер и выше) давления в парах ртути, и постепенным повышением давления паров ртути путем увеличения температуры наиболее холодной части разрядной трубки, содержащей избыток ртути. (Трубки „Игар“ и лампа сверх высокого давления Филиппа.) Стягивание положительного столба разряда объясняется тем, что по оси цилиндрической трубки температура газа всегда выше, чем у стенок, вследствие потери тепла стенками в окружающее пространство. Из-за более высокой температуры плотность газа около оси меньше, а следовательно, свободный путь электронов больше, и условия для прохождения разряда здесь благоприятнее (при меньшей плотности для поддержания разряда требуется меньший продольный градиент потенциала). Стягивание разряда к оси трубки приводит к увеличению плотности тока и к еще большему разогреванию газа в центральных частях трубки, что ускоряет процесс отшнуровывания при увеличении давления или силы разрядного тока. Когда, вследствие концентрации разряда по оси, температура газа становится очень высокой, в отшнурованном положительном столбе начинает происходить термическая ионизация (в случае

паров ртути для этого достаточно температура, не намного превосходящая  $1000^\circ \text{C}$ ). Это обстоятельство усиливает отшнуровывание и приводит к новому своеобразному типу отшнурованного положительного столба с очень высокой температурой. Определенная спектроскопическим путем, — по распределению яркости в полосатом (молекулярном) спектре ртути и по расширению спектральных линий вследствие эффекта Доплера, — температура шнура в парах ртути оказалась равной  $5000^\circ \text{K}$  при давлении в  $1 \text{ ат}$  и  $8000\text{—}10\,000^\circ \text{K}$  при наиболее высоких наблюдаемых давлениях (порядка  $250\text{—}300 \text{ ат}$ ) [37,43].

От описанного здесь шнурового разряда следует отличать „трубчатый разряд“ („Schlauchentladung“), возникающий при прибавлении к основному газу такой органической примеси как, например, пары нафталина, и исследованный Зеелигером [28, 64]. По данным последнего, при обычном шнуровом разряде, разряд заполняет собой все сечение трубки, только плотность разрядного тока распределена весьма неравномерно. В трубчатом разряде, напротив, разрядные явления сосредоточены исключительно в трубчатобразном, обычно змейкообразно извивающемся светящемся канале, по которому идет разряд. Положение и форма канала определяются тем, что внутри его органическая примесь разложена.

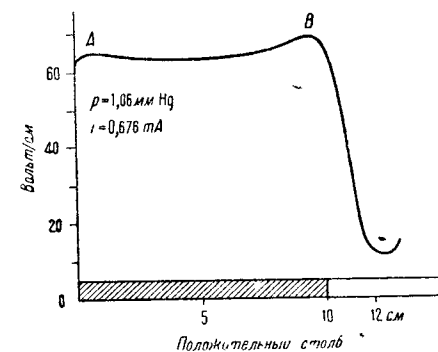


Рис. 158.

Так как в „положительном столбе“ направленное движение ионов и электронов совершается в противоположных направлениях и знаки их зарядов противоположны, то магнитное поле отклоняет их в одну и ту же сторону, а потому „положительный столб“ отклоняется магнитным полем как целое. Устроив разрядную трубку так, что штабикообразный полюс электромагнита проходит сквозь кольцеобразный катод в область положительного свечения, можно заставить „положительный столб“ непрерывно вращаться вокруг этого полюса.

Электростатическое поле также отклоняет положительный столб, но для того, чтобы наблюдать это явление, надо пользоваться достаточно быстро переменными полями, так как при постоянном или медленно изменяющемся поле заряды, образующиеся на поверхности стекла, защищают внутренность трубки от действия поля.

В полном согласии с неизменным по всей длине положительного столба свечением и градиент потенциала, определенный при помощи зондов, оказывается постоянным по всей длине столба. Примером может служить кривая рис. 158. Как видно из этой кривой, градиент несколько больше в начале В и в конце А положительного столба. Эти отступления могут быть объяснены различием в температуре и плотности газа.

Как мы видели выше, появление положительного столба связано с наличием поля, перпендикулярного к оси трубки. Таким образом кроме

градиента продольного — в направлении оси трубки — в положительном столбе непременно существует градиент поперечный, в направлении, перпендикулярном к оси. Вследствие этого поверхности равного потенциала в положительном столбе не плоские, а выпуклые по направлению к катоду (рис. 159). Вследствие условий симметрии поперечный градиент в точках самой оси трубки равен нулю.

Продольный градиент поля в положительном столбе зависит от плотности тока, от давления газа, от ширины трубки и от природы газа. При увеличении давления газа градиент поля увеличивается. При-

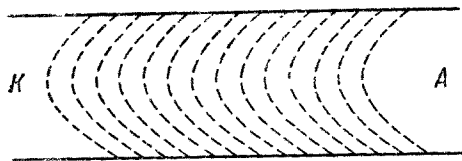


Рис. 159.

чина этого явления — уменьшение длины свободного пути.

При увеличении плотности тока градиент уменьшается, но это уменьшение не всегда является простым следствием увеличения плотности тока, а часто происходит от увеличения температуры газа в положительном столбе, вызывающего уменьшение плотности газа и увеличение средней длины свободного пути.

Предложенные Гюнтершульце<sup>[8]</sup> эмпирические формулы для зависимости градиента положительного столба от давления газа и радиуса трубки при расширении исследованного интервала режима разряда оказались несостоятельными и основываться на них нельзя.

Так как в положительном столбе от катода к аноду двигаются электроны, а от анода к катоду положительные ионы газа, то естественно ожидать, что плотность газа у катода при прохождении разряда должна увеличиваться, а у анода уменьшаться. При низких давлениях (порядка десятых мм Hg и ниже) это предположение, действительно, оправдывается опытом. При более высоких давлениях наблюдается обратное явление — увеличение плотности газа у анода. Для объяснения этого последнего явления приходится предполагать образование отрицательных ионов в газе. Другая предложенная по этому поводу теория говорит о передаче количества движения электронами нейтральным молекулам. Полной количественной проработки обе эти гипотезы еще не получили.

К тому же роду явлений относится и изменение состава газовой смеси у катода и у анода. Газ с меньшим ионизационным потенциалом собирается у катода. До какой степени может при этом явлении дойти разделение газов, показывают цифры табл. 7 (работа Скаупи и Бобек) для смеси Ag — Ne.

В другом ряде опытов полная очистка смеси Ne — He от He получилась при содержании 5% He, 95% Ne при  $p = 2$  мм Hg,  $i = 1,4$  А; от Ne — при 2% Ne и 98% He.

Разделение газов объясняется тем, что эффект изменения плотности газа у катода и анода различен для различных компонентов смеси. Все эти явления носят название явления электрофореза<sup>[20,25,36,44]</sup>.

§ 12. Теория положительного столба. Положительный столб представляет собой, как неоднократно указывалось выше, плазму: ионизированный газ, состоящий как бы из смеси нейтрального газа, ионного

газа, электронного газа и возбужденных атомов или молекул газа при преобладании беспорядочного теплового движения всех этих частиц над движением, направленным и при практическом равенстве концентраций положительно и отрицательно заряженных частиц. Поэтому к положительному столбу применима теория плазмы Ленгмюра.

Ниже мы кратко обрисовем современное положение этой теории, но перед этим познакомимся с упрощенной теорией положительного столба, данной Шоттки в 1924 г. и основанной на представлении об амбиполярной диффузии (гл. X). Как всякая диффузионная теория, эта теория, строго говоря, применима лишь в том случае, если длины свободных путей электронов и ионов много меньше, чем диаметр трубки. Теория Шоттки предполагает, что исчезновение свободных элект-

ронов и ионов происходит лишь путем их взаимной нейтрализации на стенках трубки при отсутствии какой бы то ни было рекомбинации в объеме газа. Дальнейшее упрощающее предположение заключается в том, что число  $q$  вновь образуемых в каждом  $см^3$  газа в одну секунду ионов пропорционально концентрации электронов так, что

$$q = \beta n_e. \quad (10)$$

При стационарной амбиполярной диффузии положительные ионы и электроны двигаются от оси трубки к стенкам под влиянием разности концентраций. На это диффузное движение накладывается движение под действием электрического поля, созданного образовавшимся на стенках благодаря большему коэффициенту диффузии электронов отрицательному поверхностному заряду. Это поле гонит положительные ионы по направлению к стенке, а электроны от стенки. Обозначим число ионов и электронов, проходящих через  $1 см^2$  в направлении к стенке в течение одной секунды, через  $N_p$  и  $N_e$ , коэффициенты диффузии ионов и электронов через  $D_p$  и  $D_e$ , подвижности их через  $K_p$  и  $K_e$  и допустим еще, что скорости продвижения ионов и электронов в поле одинаково зависят от напряженности поля так, что

$$v_p = K_p f(E) \quad \text{и} \quad v_e = K_e f(E),$$

где  $f$  — одна и та же функция.

Таблица 7

Процентное содержание Ag	Давление в мм Hg	Сила тока в амперах	Процентное содержание Ag у катода после разряда
8	5	0,5	0
12	4	0,8	0
12	4	0,3	4
25	10	0,5	12
32	10	0,5	29
52	16	0,5	48



В таком случае

$$\left. \begin{aligned} N_p &= -D_p \frac{\partial n_p}{\partial r} + n_p K_p f(E), \\ N_e &= -D_e \frac{\partial n_e}{\partial r} - n_e K_e f(E). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

В случае установившегося режима разряда концентрация ионов и электронов в какой-либо данной точке не меняется. Кроме того, в положительном столбе (плазме)  $n_p = n_e = n$ . Так как плотность электронного тока на стенку равна плотности ионного тока, то  $N_p = N_e = N$ . Из равенства  $n_p$  и  $n_e$  следует  $\frac{\partial n_p}{\partial r} = \frac{\partial n_e}{\partial r} = \frac{\partial n}{\partial r}$ . Отсюда

$$n K_p f(E) = N + D_p \frac{\partial n}{\partial r}, \quad (12)$$

$$n K_e f(E) = -N + D_e \frac{\partial n}{\partial r}. \quad (13)$$

Или, деля почленно (12) на (13),

$$\frac{K_p}{K_e} = \frac{D_p \frac{\partial n}{\partial r} + N}{D_e \frac{\partial n}{\partial r} - N}.$$

Решая относительно  $N$ , находим:

$$N = -\frac{D_p K_e - D_e K_p}{K_e + K_p} \cdot \frac{\partial n}{\partial r} = -D_a \frac{\partial n}{\partial r}.$$

Сравнивая с обычным законом диффузии

$$N = -D \frac{\partial n}{\partial r}, \quad (14)$$

закключаем, что амбиполярную диффузию можно описать уравнением (14), полагая „коэффициент амбиполярной диффузии“

$$D_a = \frac{D_p K_e - D_e K_p}{K_e + K_p}. \quad (15)$$

Напишем условие стационарности тока амбиполярной диффузии для случая круглой цилиндрической трубки. Расстояние от оси трубки будем обозначать через  $r$ . В цилиндрический слой толщины  $dr$  и внутреннего радиуса  $r$  со стороны оси входит  $2\pi r N_r$  заряженных частиц какого-либо знака, где  $N_r$  — значение  $N$  на расстоянии  $r$  от оси. Из того же слоя выходит в сторону стенок:

$$2\pi (r + dr) N_{r+dr}.$$

Внутри слоя (объем  $2\pi r dr$ ) образуется благодаря ионизации

$$\beta n 2\pi r dr$$

новых ионов или электронов. Число входящих в слой ионов плюс число вновь образованных путем ионизации в случае стационарного режима

должно быть равно числу выходящих из слоя, поэтому можем написать:

$$2\pi r N_r + \beta n 2\pi r dr = 2\pi (r + dr) N_{r+dr}$$

или, пользуясь тем, что с точностью до величин высшего порядка

$$N_{r+dr} = N_r + \frac{\partial N_r}{\partial r} dr,$$

заменяя согласно (14) и производя соответствующие сокращения, получим:

$$\beta n r = -(r + dr) D_a \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} - D_a \frac{\partial n}{\partial r}.$$

Пренебрегая  $dr$  по сравнению с  $r$ , находим зависимость концентрации  $n$  от расстояния  $r$  в дифференциальной форме:

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{\beta}{D_a} n = 0. \quad (16)$$

Решением уравнения (16) служит бесселева функция нулевого порядка от аргумента  $\sqrt{\frac{\beta}{D_a}} \cdot r$ , а именно:

$$n = n_0 J_0 \left( \sqrt{\frac{\beta}{D_a}} \cdot r \right). \quad (17)$$

Константа интегрирования  $n_0$  равна концентрации ионов на оси трубки, так как  $J_0(0) = 1$ . При возрастании аргумента  $x$ , начиная от нуля, функция  $J_0(x)$  убывает и при  $x = 2,405$  переходит через нуль. Шоттки предполагает, что около поверхности стенок концентрация  $n$  электронов или ионов равна нулю и, приравняв нулю  $J_0 \left( \sqrt{\frac{\beta}{D_a}} R \right)$ , где  $R$  — радиус трубки, находит в качестве соотношения, связывающего  $\beta$ ,  $D_a$  и  $R$

$$\sqrt{\frac{\beta}{D_a}} \cdot R = 2,405. \quad (18)$$

Энергия разрядного тока через трубку, отнесенная к 1 см длины трубки, равна  $E_z$ , где  $i$  — разрядный ток, а  $E_z$  — продольный градиент в положительном столбе. Обозначая через  $\alpha$  ту долю энергии тока, которая затрачивается на поддержание ионизации газа, можем написать:

$$\alpha i E_z = q e V_i, \quad (19)$$

где  $e$  — заряд электрона, а  $V_i$  — ионизационный потенциал газа. Полагая скорости передвижения ионов и электронов вдоль трубки пропорциональными  $E_z$ , Шоттки пишет согласно (9) гл. X:

$$i = en (K_p + K_e) E_z. \quad (20)$$

Подставляя это значение  $i$  в (19) и решая относительно  $q$ , находим:

$$q = \alpha \frac{K_p + K_e}{V_i} E_z^2 n. \quad (21)$$

Из (10) и (21) следует:

$$\beta = \alpha \frac{K_p + K_e}{V_i} E_z^2. \quad (22)$$

Решая (18) относительно  $\beta$  и вставляя вместо  $\beta$  его выражение (22), находим:

$$\alpha = \frac{K_p + K_e}{V_i} E_z^2 = \left(\frac{2,405}{R}\right)^2 D_a$$

или

$$E_z = \frac{2,405}{R} \sqrt{\frac{D_a V_i}{\alpha (K_p + K_e)}}. \quad (23)$$

Допуская, что  $\alpha$  от  $E_z$  или от  $R$  при какой-либо данной силе тока  $i$  не зависит, приходим к выводу Шоттки, что продольный градиент положительного столба должен быть обратно пропорционален радиусу трубки. Для того чтобы пойти еще дальше и вычислить  $E_z$ , надо связать  $\alpha$  с параметрами, характеризующими данный газ, и силой тока  $i$ . Этого, однако, теория Шоттки не дает.

Закон:  $E_z$  пропорционально  $\frac{1}{R}$  оправдывается на опыте лишь в некоторых частных случаях. Шоттки показывает, что распределение потенциала вдоль радиуса трубки согласно его теории должно соответствовать выражению

$$V - V_0 = D_a \ln \frac{n}{n_0}, \quad (24)$$

где  $V_0$  — потенциал,  $n_0$  — концентрация ионов или электронов при  $r = 0$ , а  $n$  — концентрация в данной точке.

В 1932 г. Зеелигер<sup>[35]</sup> подверг теорию Шоттки подробному разбору и указал те направления, в которых принципиально ее можно было бы уточнить. Однако это уточнение наталкивается на большие математические трудности. Кроме того, для развития теории необходимо знать ряд таких соотношений, как например, соотношение между температурой электронов и ионизационным потенциалом газа, — где имеются лишь эмпирические, при том недостаточно широко проверенные формулы. Большие затруднения вносит также неравномерное распределение температуры по радиусу трубки, обуславливающее неодинаковую плотность газа вдоль радиуса. Все выводы, к которым удается прийти Зеелигеру, носят сугубо качественный, незаконченный характер. Вместе с тем наметка теории, данная Зеелигером, охватывает задачу плазмы не в большем объеме, чем теория Шоттки. См. также<sup>[47, 77]</sup>.

Более полную обрисовку явлений в положительном столбе дает теория Ленгмюра и Тонкса<sup>[78, 79]</sup>, дополненная Килианом<sup>[81]</sup> и впоследствии еще далее развитая Дрюйвестейном<sup>[33]</sup>.

Мы не имеем здесь возможности сколько-нибудь подробно изложить теорию плазмы Ленгмюра и Тонкса и попытаемся дать лишь краткое представление о ней, стараясь подчеркнуть роль различных учитываемых Ленгмюром и Тонксом элементарных процессов. Одним из исходных

пунктов этой теории служит уравнение Пуассона, которое Ленгмюр и Тонкс пишут в виде:

$$\nabla^2 V - 4\pi en_0 e^{\frac{eV}{kT_e}} + 4\pi r^{-2} \int_0^z N_z z^3 \frac{dz}{v_z} = 0. \quad (25)$$

Это уравнение они называют „полным уравнением плазмы и слоев“ („complete plasma sheath equation“);  $N_z$  — число положительных ионов, образуемых в 1 сек в 1 см<sup>3</sup> в точке, координата которой (расстояние от центральной точки, линии или плоскости плазмы) равна  $z$ ;  $v_z$  — скорость иона, образованного в точке  $r = z$ , в точке  $r = r$ ;  $\beta$  — численный параметр, равный нулю в случае плоской задачи, единице — в случае цилиндрической и двум — в случае сферической. Второй член формулы (25) соответствует пространственному заряду свободных электронов, распределенных в поле плазмы по закону Больцмана; третий — пространственному заряду положительных ионов. В самой плазме вне пограничных „слоев“ можно пренебречь первым членом  $\nabla^2 V$ , и (25) превращается в более простое „уравнение плазмы“ („plasma equation“). В отношении процесса ионизации Ленгмюр и Тонкс рассматривают два предельных случая: 1) ионизация производится быстрыми вылетающими из катода электронами и потому происходит равномерно по всей плазме, 2) ионизация производится наиболее быстрыми из числа „рассеянных“ или „медленных“ („ultimate“) электронов плазмы.

Исходя из уравнения (25), Ленгмюр и Тонкс более или менее приближенно решают задачу распределения потенциала для различных частных случаев, характеризуемых предположением 1 или 2 и тем или другим порядком величины длины свободного пути. Решение дается в виде ряда кривых; экспериментальные точки хорошо ложатся на эти кривые. Попутно для случая цилиндрической задачи устанавливается (для случая 1) соотношение:

$$\alpha \lambda = 0,4264 \cdot 10^6 \left(\frac{T_e m_e}{m_p}\right)^2. \quad (26)$$

Здесь  $\alpha$  — радиус трубки,  $\lambda$  — число ионизаций, приходящихся на один электрон в одну секунду. Уравнение типа (26) Ленгмюр и Тонкс называют „уравнением баланса плазмы“ („plasma balance equation“). Такие уравнения могут быть написаны и для других частных случаев и устанавливаются соотношение между скоростью образования ионов и температурой электронов в плазме. Подсчет плотности тока положительных ионов на стенку  $I_p$  дает соотношение

$$\alpha^3 I_p = \int_0^x e N_z r^2 dr. \quad (27)$$

Это соотношение, расшифрованное для отдельных частных случаев, приводит вместе с соответствующим уравнением баланса плазмы типа (26) к соотношению, связывающему  $I_p$  с различными параметрами разряда и называемому Ленгмюром и Тонксом „уравнением тока положительных ионов“ („ion current equation“). Такое уравнение дает возможность

определить из экспериментального значения  $I_p$  концентрацию электронов  $n_0$  в центре плазмы в точке максимума потенциала. Дальнейшие подсчеты приводят Ленгмюра и Тонкса к формулам для разности потенциалов между максимальным значением потенциала в плазме и потенциалом стенки  $V_p$ . Например (цилиндрическая трубка, большая длина свободного пути, ионизация, пропорциональная концентрации электронов, разряд в парах ртути)

$$-\frac{eV_p}{kT_e} = 6,45 - \ln(1 - \rho_e),$$

где  $\rho_e$  — коэффициент отражения электронов от стенок.

Переходя от решения частных задач к общей теории плазмы, Ленгмюр и Тонкс разделяют все величины, характеризующие плазму или положительный столб разряда, на независимые, наперед заданные параметры разряда и на зависящие от выбора этих параметров величины. Наперед заданными параметрами являются: радиус разрядной трубки  $a$ , давление (или плотность) газа  $P$ , температура стенок трубки, совпадающая, при длине свободного пути соизмеримой с радиусом, с температурой нейтрального газа  $T_g$  и, наконец, разрядный ток  $i_z$ , обычно регулируемый внешним сопротивлением. Зависимые переменные, которые теория стремится выразить через наперед данные параметры разряда, представляют собой: продольный градиент потенциала  $E_z$ , концентрация электронов по оси трубки  $n_0$ , температура электронов  $T_e$ , плотность тока положительных ионов на стенке трубки  $i_p$  и число ионов, образующихся в  $1 \text{ см}^3$  разряда в  $1 \text{ сек}$ , приходящееся на один электрон.

Для определения этих пяти величин Ленгмюр и Тонкс предлагают написать пять уравнений: 1) уравнение баланса плазмы типа (26); 2) уравнение тока положительных ионов типа (27); 3) уравнение подвижности электронов, в качестве которого Ленгмюр и Тонкс предлагают воспользоваться формулой Ланжевена

$$K_e = 0,75 \frac{eI_e}{m_e v_e}, \quad (29)$$

где  $I_e$  — средняя длина свободного пути электрона,  $v_e$  — средняя скорость их теплового движения, 4) „уравнение образования ионов“ („ion generation equation“), определяющее число  $\lambda$ . Полагая вероятность ионизации, при отдельном столкновении, пропорциональной разности между потенциалом, эквивалентным скорости сталкивающегося электрона, и ионизационным потенциалом газа, Ленгмюр и Тонкс находят для  $\lambda$  выражение

$$\lambda = 6,70 \cdot 10^7 \beta_1 \frac{P}{T_g} \left( \frac{kT_e}{e} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot \left( 2 + \frac{V_i e}{kT_e} \right) e^{-\frac{V_i e}{kT_e}}, \quad (30)$$

где  $P$  и  $T_g$  — давление и температура нейтрального газа, а  $\beta_1$  — некоторый постоянный множитель, определяемый экспериментально.

5) Пятым уравнением должно служить уравнение, подводящее баланс энергии в плазме. Это уравнение Ленгмюр и Тонкс при разработке своей теории еще не могли написать, считая, что необходимо предварительно произвести „подробное исследование потерь на излучение и других еще невыясненных факторов“. Этот пробел теории выполнил

Дрюйвестейн. Энергию, выделяемую разрядным током, отнесенную к одному продольному сантиметру трубки, Дрюйвестейн приравняет количеству энергии  $R$ , излучаемой участком разрядной трубки длиной в  $1 \text{ см}$  плюс количество энергии  $E_w$ , выделяющееся при разряде на продольном сантиметре стенок в виде тепла. Для  $E_w$  Дрюйвестейн пишет выражение:

$$E_w = i_w 2\pi a \left[ V_i + \frac{4}{3} v_0 + (V_R - V_w) \right], \quad (31)$$

где  $i_w$  — плотность ионного тока на стенке (ток амбиполярной диффузии),  $V_R - V_w$  — разность потенциалов между стенкой и прилегающей к ней плазмой,  $\frac{4}{3} i_w v_0$  — энергия теплового движения электронов, попадающая на  $1 \text{ см}^2$  стенки (по Ленгмюру) [80],  $v_0$  — температура электронов в вольтах,  $V_i$  — ионизационный потенциал газа.

Подсчитывая  $E_w$  по (31) и измеряя  $R$ , Дрюйвестейну удалось показать экспериментально, что в случае положительного столба в парах натрия при  $273^\circ$  и  $287^\circ \text{ C}$ ,  $E_w + R$  действительно равно мощности тока  $IE_z$  в пределах точности измерений. При  $225^\circ \text{ C}$   $E_w + R > IE_z$ , что указывает на добавочный приход энергии в общем балансе за счет быстрых электронов, проникающих в плазму из катодных частей разряда. Для случая разряда в трубках, содержащих не только пары  $\text{Na}$ , но и неон (давление от нескольких тор до 80 тор), Дрюйвестейн учитывает нагревание газа вследствие упругих столкновений электронов с атомами газа и дополняет уравнение баланса энергии следующим образом:

$$iE_z = R + i_w 2\pi a \left( V_i + \frac{4}{3} v_0 + V_R - V_w \right) + C \frac{n_e v_0^2 a^2}{I_e}. \quad (32)$$

Пользуясь схемой теории Ленгмюра и Тонкса, Дрюйвестейн вводит в качестве шести неизвестных, подлежащих определению, четыре из тех величин, с которыми оперирует Ленгмюр и Тонкс:  $n_e$ ,  $v_0$  (вместо  $T_e$ ),  $E_z$  и  $i_w$ , затем концентрацию  $n_a$  возбужденных атомов, участвующих в излучении плазмы, и наконец, количество энергии, излучаемой одним продольным сантиметром разряда  $R$ .

В отношении возбужденных атомов Дрюйвестейн упрощает задачу, принимая, что налицо имеются атомы лишь в одном возбужденном состоянии. Атомов в остальных возбужденных состояниях так мало, что с ними можно не считаться. Дрюйвестейн [33] пишет кроме (32) еще пять соотношений между параметрами плазмы, а именно:

2) Уравнение образования ионов:

$$\frac{K_p}{a^2} = A \frac{n}{V v_0} \left( 1 + \frac{4}{3} \frac{v_0}{V_i} \right) e^{-\frac{3}{2} \frac{V_i}{v_0}} +$$

$$+ B \frac{n_a}{V v_0} \left( 1 + \frac{4v_0}{3(V_i - V_a)} e^{-3 \frac{V_i - V_a}{2V_i}} \right). \quad (33)$$

3) „Уравнение подвижности“

$$i = D \frac{l_e n_e a^2}{V v_0} E. \quad (34)$$

4) „Уравнение амбиполярной диффузии“, соответствующее „уравнению тока положительных ионов“ Ленгмюра и Тонкса

$$i_w = FK_p v_0 n_e. \quad (35)$$

5) Уравнение излучаемой энергии

$$R = f(n_a, n). \quad (36)$$

Допуская, что не происходит соударений второго рода, Дрюйвестейн пишет последнее уравнение в явном виде так:

$$R = Gn n_e a^2 V v_0 \left(1 + \frac{2}{3} \frac{V_a}{v_0}\right) e^{-\frac{3}{2} \frac{V_a}{v_0}} \quad (37)$$

6) и, наконец, уравнение, определяющее число возбужденных атомов в  $1 \text{ см}^3$  плазмы:

$$n_a = g(n_e, v_0, n). \quad (38)$$

Выражение для функции  $g$  в (38), так же как и для  $f$  в (36), в общем случае, Дрюйвестейн дать еще не в состоянии. Во всех этих уравнениях  $A, B, C, D, F, g$ , а также подвижность положительных ионов  $K_p$  и средняя длина свободного пути электронов  $l_e$  могут быть в принципе определены из атомных констант газа (т. е. из функции ионизации и возбуждения, эффективного сечения и т. д.);  $n$  — число нейтральных атомов в  $1 \text{ см}^3$  газа;  $V_a$  — потенциал возбуждения газа.

Для сличения теории с опытом Дрюйвестейн решает свои уравнения, пренебрегая некоторыми членами. Совпадение вычисленных величин  $v_0$  и  $E_z$  с наблюдаемыми довольно хорошее. Значительным шагом вперед в теории Дрюйвестейна является учет ступенчатой ионизации и вообще роли возбужденных атомов в разряде [23, 32].

Появление в схематически очерченных выше теориях положительного столба таких величин, как подвижность электронов, средняя длина свободного пути, вероятность ионизации и возбуждения показывают, какое большое значение для теории разряда в целом имеет детальное изучение элементарных процессов и охват их хотя бы и полуэмпирическими, но справедливыми в широких интервалах формулами, а также дальнейшее изучение движения электронов в газе.

При больших давлениях, когда температуру газа нельзя более считать равномерной по всему сечению трубки и положительный столб начинает отщуриваться, кроме всех учитываемых Ленгмюром и Тонксом и Дрюйвестейном элементарных процессов в газе, приходится еще считаться с процессом термической ионизации [67, 68]. Наметки теории для случая разряда в ртутных парах набросаны в этом направлении Эленбасом. Им же проведен ряд экспериментальных исследований в этой области [45, 70]. Мы не будем здесь приводить теорию Эленбаса, заметим только, что Эленбас вводит для разрядов в парах ртути при высоких давлениях особое представление о подобии разрядов, с другим опре-

делением понятия подобия, чем обычное подобие газовых разрядов. Это необходимо иметь в виду при чтении работ Эленбаса. Эленбас вводит также новый параметр — количество ртути в парообразном состоянии в миллиграммах, приходящееся на каждый продольный сантиметр разряда [65].

Влияние неупругих соударений второго рода на процессы в плазме изучено Г. Спиваком и Э. Рейхруделем [48], а также Уйтерховеном и Вербургом [69]. Ко всему параграфу [27, 82].

**§ 13. Слоистый разряд.** Положительный столб не всегда представляет собой однородный столб светящегося газа. При определенных значениях давления и плотности тока наблюдается распадение положительного столба на отдельные слои — „страты“. Такой разряд получил название „слоистого разряда“. Установлено, что слоистый разряд не наблюдается в газах очень высокой степени чистоты. Для образования слоев необходимо присутствие некоторого количества примесей. Исключение составляют только водород и пары ртути, в которых слои продолжают получаться, несмотря на все меры, принимаемые к очистке газа. Впрочем, в водороде при большой чистоте газа возникает совершенно иного вида слоистый разряд, чем в водороде с примесями, — широко отстоящие один от другого красные слои, вместо узких, близко расположенных синих.

Слои в положительном столбе имеют различные формы: бывают слои одинарные и слои двойные. В начале каждого слоя порядок появления отдельных спектральных линий такой же, как и в начале сплошного положительного столба. Расстояние между соответствующими точками соседних слоев во всем слоистом столбе постоянно. С увеличением силы тока это расстояние стремится к некоторой постоянной величине  $l_0$  (по большей части, уменьшаясь с увеличением плотности тока). От давления газа это конечное расстояние  $l_0$  зависит, согласно эмпирическому закону Гольдштейна:

$$l_0 p^m = \text{const}, \quad (39)$$

где  $m < 1$  (например  $m = 0,53$  для  $\text{H}_2$ ;  $0,32$  для  $\text{N}_2$ ).

Для красных слоев в чистом  $\text{H}_2$  закон Гольдштейна не оправдывается.

В зависимости  $l_0$  от диаметра трубки предложена эмпирическая формула (охватывающая законы Гольдштейна):

$$l_0 = cr^{1-m} \cdot p^{-m}. \quad (40)$$

Магнитное поле уменьшает  $l_0$ .

Определения распределения потенциала и плотности электронов и  $+$  ионов при помощи зондов дали в слоистом столбе следующие результаты. В начале каждого слоя со стороны катода, где свечение наиболее сильно, продольный градиент поля имеет наибольшее значение. В темном промежутке между слоями (в темном конце каждого слоя) градиент поля имеет наименьшее значение. Это значение может быть отрицательным (т. е. поле может быть направлено в обратную сторону). Недалеко от начала страты положительный пространственный заряд

преобладает над отрицательным. В конце страты преобладает отрицательный пространственный заряд. У головки страты оба заряда образуют как бы двойной слой, положение которого соответствует положению максимума градиента. Примером распределения градиента поля в слоях может служить кривая рис. 160.

Так как вдоль всего положительного столба потенциал постепенно повышается по направлению к аноду, то можно говорить о падении потенциала в слое, понимая под этим разность потенциалов между соответствующими точками двух соседних слоев. Падение потенциала на протяжении отдельного слоя постоянно по всей длине слоистого столба. Так как все явление слоистого столба чрезвычайно чувствительно к малым примесям в газе, то ярко выраженных закономерностей по отношению к падению потенциала на протяжении одного слоя установить до сих пор не удалось.

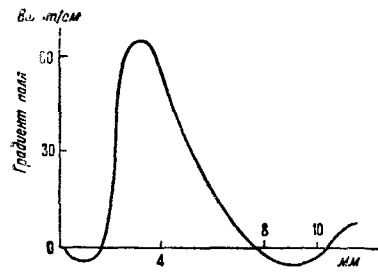


Рис. 160.

При увеличении силы тока падение потенциала на протяжении одной страты уменьшается сперва быстро, затем асимптотически стремится к постоянному значению, довольно хорошо совпадающему с ионизационным потенциалом газа, наполняющим трубку. При постоянной силе тока падение потенциала на протяжении одной страты увеличивается с увеличением давления. Наблюдались также случаи, когда это падение потенциала было меньше ионизационного потенциала (наблюдения Пеннинга) и равнялось потенциалу возбуждения определенной линии спектра (Ag — 11,9 В; Ne — 18,5 В).

Наибольшей проводимостью ионизационный газ в слоистом столбе обладает в начале слоя, т. е. здесь имеет место максимальная концентрация ионов и электронов.

Измерения температуры газа показали, что температура также имеет периодический ход в слоистом столбе.

Спектроскопические исследования свечения слоистого разряда подтвердили указанный в предыдущем параграфе порядок отдельных спектральных линий. Кроме того, эти исследования показали, что разность в интенсивности свечения в начале и в конце слоя тем больше, чем меньше энергия возбуждения данной линии.

В некоторых случаях наблюдаются „блуждающие слои“. В этой форме разряда слои передвигаются от анода к катоду со скоростью порядка скорости звука. Невооруженному глазу такой разряд не кажется слоистым. Слоистость и движение страт обнаруживаются лишь при применении вращающихся зеркал или других стробоскопических приспособлений. В этих случаях мы имеем дело с какой-то нестационарной формой разряда. Как показывает осциллографирование токов на зонд, параметры плазмы при бегущих слоях периодически меняются в каждой точке разряда [39, 42, 46, 61].

Расположение пространственных зарядов в слоистом столбе приводит к следующему объяснению явлений в слоистом разряде (рис. 161).

В *b* происходят ионизация и образование большого числа ионов и электронов. Электроны начинают двигаться от *b* к *c* и образуют отрицательный пространственный заряд. В противоположную от *b* сторону двигаются  $+$  ионы. Вследствие меньшей их скорости они образуют более тонкий слой положительного пространственного заряда *ba*. Около *a* встречаются потоки электронов и ионов. Поэтому здесь градиент поля наибольший. Совершенно неправильно было бы представлять себе дело упрощенно так: потерявшие в точке *b* свои скорости электроны вновь разгоняются полем и доходят до следующего слоя *b* со скоростью, достаточной для ионизации. В таком случае пробегая разность потенциалов должна была бы равняться ионизационному потенциалу.

При более строгом рассмотрении вопроса приходится считаться с потерей электроном энергии при каждом, даже и упругом, столкновении, и тем более при столкновении, вызывающем возбуждение атома, как мы видели в гл. X. Движущийся в газе электрон постепенно накапливает кинетическую энергию. Накопление энергии в зависимости от пройденного в направлении к аноду пути происходит тем медленнее, чем больше неупругих столкновений совершит электрон.

В слоистом столбе электроны, накопив энергию, достаточную для возбуждения основного газа в трубке, возбуждают этот газ и останавливаются в месте светящегося начала слоя. Здесь образуется слой отрицательного заряда, не пропускающий большинство электронов дальше. Только некоторые, наиболее быстрые, электроны пробиваются через этот слой и ионизируют газ. Если газ не имеет примесей, то накопление электронами энергии до первого потенциала возбуждения газа, происходит быстро. В связи с этим быстрым возрастанием скорости электронов и узкого максимума кривой вероятности возбуждения, условия в газе для одновременного возбуждения многих атомов на одном и том же расстоянии от начала столба и, следовательно, для образования слоев — очень неблагоприятны. Напротив, в случае наличия примесей столкновения электронов с атомами этих примесей неупруги при скоростях электрона, меньших, чем те, которые соответствуют возбуждению атомов основного газа в трубке. Поэтому нарастание скорости электронов идет по мере их продвижения к аноду достаточно медленно и достаточно постепенно, чтобы могли образоваться отдельные слои, где сразу происходит возбуждение атомов основного газа в большом числе, а это и нужно согласно набросанной выше схеме для образования слоистого разряда. С этой точки зрения образование слоистого разряда в чистых газах было бы возможным только при условии, что вероятность возбуждения для какой-либо линии спектра этого газа во много раз превосходит вероятность возбуждения других линий. Столк-

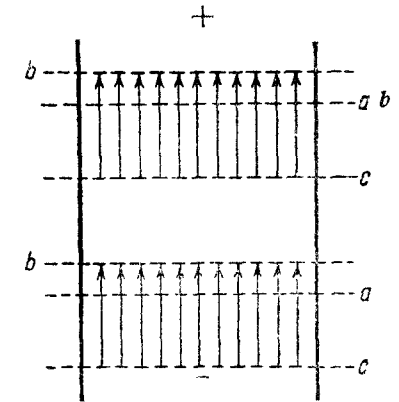


Рис. 161.

новения с возбуждением линий, обладающие малой вероятностью, играют в этом случае роль столкновений с примесями, задерживающих быстрое нарастание скорости электрона. При возбуждении линии с большой вероятностью в одном и том же месте задерживается много электронов и образуется слой отрицательного заряда. Так, по видимому, происходит дело в водороде и парах ртути. Количественная проработка этих теорий в настоящее время далеко еще не полна за неимением, главным образом, исчерпывающих данных о ходе кривой вероятности возбуждения и о подвижности электронов в различных газах при малых давлениях.

Главный недостаток приведенного выше объяснения образования страт — игнорирование в этом объяснении максвелловского распределения скоростей среди электронов и учет одного лишь направленного движения электронов. Некоторыми авторами высказана гипотеза, что появление страт связано с образованием в газе отрицательных ионов, для чего в благородном газе необходимы электроотрицательные примеси. По этой гипотезе двойной электрический слой у головки страты образован отрицательными и положительными ионами [22, 49].

## ГЛАВА ПЯТНАДЦАТАЯ

### ДУГОВОЙ РАЗРЯД

**§ 1. Характерные признаки и виды дугового разряда.** Дуговой разряд отличается от тлеющего разряда процессами, происходящими на катоде. В связи с этими процессами в дуговом разряде происходит усиленная эмиссия электронов на катоде. Сила тока дугового разряда при меньшей разности потенциалов на электродах во много раз больше силы тока в тлеющем разряде. До недавнего времени усиленное выделение электронов на катоде дуги приписывали исключительно термоионной эмиссии и характеризовали дуговой разряд как разряд с нагретым благодаря самому разряду катодом. В настоящее время экспериментально установлено, что существуют дуги с холодным катодом. Поэтому причину усиленного выделения электронов приходится искать не только в термоионной эмиссии, но и в явлении автоэлектронной эмиссии, и дуговой разряд правильнее всего определять как форму разряда, в котором отсутствует большое катодное падение потенциала, свойственное тлеющему разряду, а усиленное выделение электронов из катода вызвано термоионной или автоэлектронной эмиссией катода. Можно сказать и так: дуга есть форма разряда, имеющая место при большой плотности разрядного тока и катодном падении всего в несколько десятков вольт.

Дуговой разряд образуется из тлеющего при увеличении плотности тока. Переходные стадии разряда удается стабилизировать, подбирая соответствующие условия внешнего контура. Однако обычный способ зажигания технически применяемых дуг состоит не в переходе от тлеющего разряда к дуговому, а в образовании дуги при помощи раздвижения электродов.

В основу классификации различных типов дугового разряда кладут прежде всего процессы, имеющие место на катоде, называя дугу, в которой имеет место термоионная эмиссия, „термоионной“ или „термической“ дугой, или „дугой с горячим катодом“, а дуговой разряд, в котором имеет место вырывание электронов из катода сильным полем, „автоэлектронной дугой“ („Feldbogen“) или „дугой с холодным катодом“. Как и всегда могут иметь место и переходные случаи, когда к эмиссии с катода приложима формула (60) гл. VIII. Для образования термической дуги необходима достаточно высокая температура катода, для автоэлектронной — плотность газа или выделяемых испаряющимся катодом паров, достаточная для образования двойного электрического слоя с соответствующим высоким градиентом потенциала.

По роду той среды, в которой происходит дуговой разряд, различают: дугу в газе — случай, когда электроды настолько тугоплавки, что заметно не испаряются, и дугу в парах электродов. Для последнего рода дуга поддерживается без участия какого-либо постороннего газа, что достигается хорошей откачкой того пространства, где образована дуга; такая дуга носит название дуги в вакууме („Вакуум-Воген“; „Вакуум-Арс“). Несколько различными свойствами обладают, далее, дуги при большом давлении и дуги при низком давлении. Далее, можно различать дуги с горячим анодом и дуги с холодным анодом. Дальнейшая классификация производится на основании внешнего вида дуги и специфических особенностей катода (подогревный, оксидный, металлический и т. д.) и анода. Иногда дуги делят на длинные и короткие. В первом случае расстояние между электродами велико, и процессы на катоде и аноде независимы друг от друга. Во втором случае имеет место сильное тепловое взаимодействие катода и анода. Необходимо выделить особо дугу в атмосферном воздухе между угольными электродами. Этот вид дуги получил широкое техническое применение раньше других типов дугового разряда и потому усиленно изучался и описывался. Иногда еще и теперь, говоря просто о дуге, имеют в виду именно дугу между угольными электродами в воздухе. Благодаря ряду химических реакций<sup>[34]</sup>, в которых участвует не только кислород, но и атмосферный азот, процессы, имеющие место в такой дуге, сложны. Так, например наблюдается появление двух различных видов дуги: между угольными электродами в воздухе — спокойная дуга и шипящая дуга. „Спокойная дуга“ переходит в „шипящую“ при увеличении силы тока. Та сила тока, при которой этот переход совершается, называется „критической“ силой тока. Эта критическая сила тока тем больше, чем больше расстояние между электродами. При переходе из спокойной дуги в шипящую напряжение между электродами дуги падает, примерно, на 10 В. Дуга начинает шипеть, когда плотность тока на аноде достигает определенной величины (порядка 50—70 А/см<sup>2</sup>) и положительный кратер<sup>1)</sup> начинает захватывать боковые поверхности положительного угля. Дуга, один электрод которой металлический, а другой угольный, превращается в шипящую при совершенно тех же условиях, что и дуга между двумя углями, если уголь представляет собой анод. Если, наоборот, уголь — катод, а металл — анод, то явления шипящей дуги не наблюдаются. Таким образом причину перехода в шипящую дугу следует искать в явлениях на аноде.

При первых наблюдениях дуговой разряд получил название „вольтовой дуги“. Так как в то время имеем дело с разрядом в атмосферном воздухе, то естественнее всего под вольтовой дугой в настоящее время понимать дуговой разряд в атмосферном воздухе или в каком-либо газе под высоким давлением. До некоторой степени этот термин стал неопределенным.

§ 2. Специфические явления в термических и автоэлектронных дугах. Приведем несколько экспериментальных фактов, всецело укладывающихся в рамки термической теории дуги.

<sup>1)</sup> Место, занимаемое разрядом на аноде.

1. Если выключить ток через дугу между угольными электродами, то при помощи низкого напряжения дугу можно зажечь вновь лишь в течение промежутка времени, достаточно короткого, чтобы катод не успел остыть.

2. На том же основании нельзя поддерживать дугу между металлическими быстро остывающими электродами при помощи переменного тока низкой частоты.

3. Если поместить два угольных электрода *A* и *B* перпендикулярно друг к другу (рис. 162 *a* и *b*), а затем передвигать уголь *B* (например в положение *B'*), оставляя *A* неподвижным, то, если *A* служит анодом (рис. 162 *a*), дуга скользит по этому углю. Если же *A* служит катодом (рис. 162 *b*), то та точка, в которой дуга „сидит“ на угле *A*, остается неизменной; при передвижении угля *B* дуга растягивается и, наконец, гаснет. Это объясняется тем, что эмиссия электронов происходит из раскаленного пятна на угле *A*, — другие точки угля *A* служить катодом не могут, так как не раскалены.

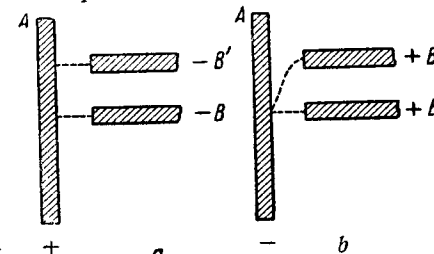


Рис. 162 *a, b*.

4. Нельзя зажечь дугу, в которой катодом служит электролитическая жидкость. Между тем, анодом дуги электролитическая жидкость может служить вполне.

Переходим теперь к явлениям, плохо укладывающимся и совсем не укладывающимся в термическую теорию дуги. Эти явления заключаются в том, что по металлическому катоду дуга может свободно скользить (не задерживаясь в одной точке, как на поверхности угольного катода), и притом с значительной скоростью. Если взять два вертикальные электрода — один угольный, а другой металлический — и зажечь между их нижними концами дугу, то под действием воздушных течений дуга свободно скользит кверху обоими своими концами, если катодом служит металлический электрод (рис. 163). Напротив, если катодом служит угольный электрод, то отрицательный конец дуги не сдвигается с места и кверху скользит по металлу только ее положительный конец (рис. 164).

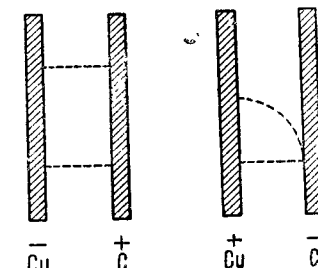


Рис. 163.

Рис. 164.

Для того чтобы этот опыт удался, надо чтобы поверхность металла была хорошо полирована. При небольшой скорости передвижения катодного пятна можно сделать допущение, что благодаря хорошей теплопроводности металла поверхность его в точке соприкосновения дуги успевает прогреваться, и тем устранить противоречие опыта с термической теорией дуги. Но дело в том, что наблюдались случаи, когда дуга перемещалась по поверхности металлического катода со скоростью, исключающей возможность достаточного для применения термической теории прогрева катода. Такова „дуга Штольца“<sup>[1]</sup>, получаемая между не-



подвижным металлическим анодом в виде штифта и катодом в виде вращающегося металлического диска (рис. 165).

Вопрос о возможной температуре катодного пятна в дуге Штольца был подвергнут основательной дискуссии различными авторами. Зеелигеру удалось с достаточной достоверностью подсчитать, что температура катода в опытах Штольца никак не могла быть выше нескольких сот градусов, что совершенно недостаточно для поддержания дуги путем термоионной эмиссии тем более, что поверхность металла была совершенно чистой и оксидами не покрытой.

Точно так же не поддается объяснению, как и термическая, дуга с жидким [ртутным катодом, нашедшая большое применение в технике (ртутные выпрямители). В случае дуги с холодным катодом катодное пятно дуги не только может быстро передвигаться по катоду, но и обычно быстро бегать по катоду. Зеелигером и Беккенем [31], а также Плессе [30] было предпринято специальное исследование с целью получить оба типа дуги: с горячим и холодным катодом при одном и том же материале электрода путем охлаждения катода изнутри проточной водой. Результаты этого исследования показали, что на вольфраме получаются оба типа дуги. В случае дуги с холодным катодом катодное падение потенциала, судя по общей разности потенциалов между электродами при прочих равных условиях, меньше чем в случае термической дуги. Мысль о возможности объяснения дуги с

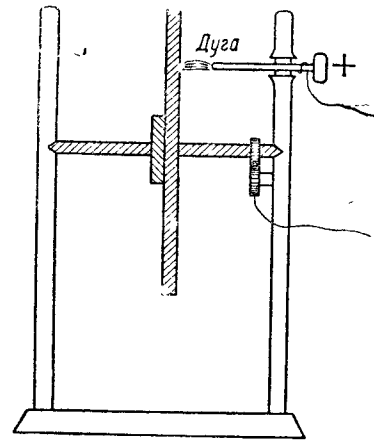


Рис. 165.

холодным катодом явлением вырывания электронов сильным полем была впервые высказана Ленгмюром [2] и затем подтверждена расчетами Комптона и ван-Вурриса [3].

Положение катодного пятна на поверхности жидкой ртути может быть закреплено при помощи погруженного в ртуть или высовывающегося на небольшое расстояние из ртути металлического штифта [30].

Ширина того пространства, на котором сосредоточивается катодное падение потенциала в дуге, — порядка длины свободного пути электрона. Катодное падение порядка 10 V даст в этом случае градиент потенциала у катода  $10^6$  V/cm, что может быть достаточным для вырывания электронов из катода полем.

Другое предположение, сделанное Слепяном для объяснения дуги с холодным катодом [4, 5], состоит в том, что около катода температура самого газа настолько велика, что в газе происходит термическая ионизация (ионизация вследствие высокой температуры).

Зеелигер приводит предположение Шмикка, согласно которому происходит чрезвычайно сильное нагревание катода в отдельных точках, где о катод ударяются положительные ионы. Это нагревание сосредоточено на очень небольшом участке и быстро пропадает вследствие большой теплопроводности металлического катода, но Шмикк предполагает,

что этого нагревания достаточно, чтобы вызвать непосредственно после удара ионов достаточную для поддержания дуги термоионную эмиссию электронов. Люди [21, 23] для объяснения процессов на катоде ртутной дуги предполагает образование в катодном слое многократно заряженных ионов, вызывающих при ударе о поверхность катода усиленное выделение электронов благодаря большому запасу энергии таких ионов. Однако правдивость всех этих объяснений мало вероятна. Гораздо более правдоподобно объяснение дуги с холодным катодом, явлением автоэлектронной эмиссии [20, 25, 26, 28, 36, 37, 38].

**§ 3. Образование дуги.** Если в тлеющем разряде увеличивать силу тока, уменьшая внешнее сопротивление, то при некоторой силе тока напряжение на клеммах трубки начинает падать. Характеристика становится падающей, разряд быстро развивается и превращается в дугу с большой силой тока. Этот переход совершается по большей части скачком и практически является случаем короткого замыкания. При подборе внешнего контура некоторым исследователям удавалось стабилизировать переходную форму разряда и наблюдать при определенных давлениях непрерывный переход тлеющего разряда в дугу. Эти наблюдения показали, что параллельно с падением напряжения между электродами трубки идет и возрастание температуры катода (температура измерялась пирометрически).

Примером может служить кривая рис. 166, снятая Зеелигером [6] для разряда в водороде при давлении 400 мм Hg. У некоторых исследователей [7] переход от тлеющего разряда к дуговому получался непрерывным при высоких давлениях и становился скачкообразным при более низких (104 мм в N<sub>2</sub>). При совсем низких давлениях (20 мм) дуги вообще не получалось. Наблюдения переходных форм обнаружили существование своего рода гистерезиса в этой области, или, выражаясь иначе, возможность существования как дуги, так и тлеющего разряда при одних и тех же условиях. Пример — кривые рис. 167. При увеличении силы тока пробегался путь AB, при уменьшении силы тока — путь CD, при прочих равных условиях. В точке B происходил перескок от тлеющего разряда в B к дуге в C; в точке D перескок при обратном ходе от дуги, в D — к тлеющему разряду в A.

Вместе с уменьшением напряжения между электродами в этих пере-

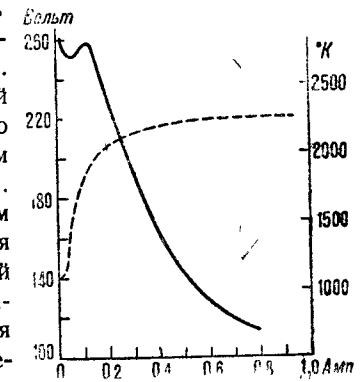


Рис. 166.

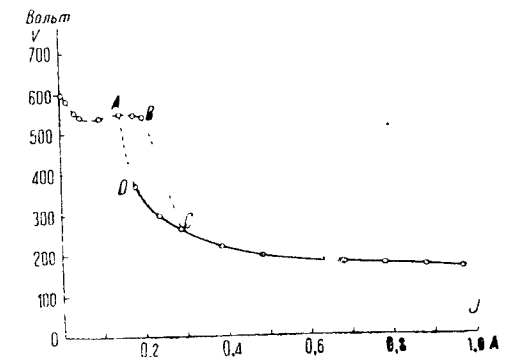


Рис. 167.

ходных формах наблюдалось также и постепенное уменьшение катодного падения. Примером может служить нижеследующая таблица, относящаяся к разряду в чистом азоте при 209 мм Hg давления [7]. Что касается изменения внешнего вида и формы разряда, то Зеелигеру и Смекалю [8]

Таблица 1

Ток (ампер)	0,20	0,40	0,60	0,80	1,00	1,20	1,60	2,60	3,00	3,49	4,04	5,00	5,20
Катодное падение (вольт)	265	154	110	86,5	70,7	62,5	50,9	40,0	37,7	33,0	25,5	23,0	21,2

удалось наблюдать, как на ртутном катоде разряд, покрывавший при аномальном катодном падении весь катод, начинает вновь стягиваться на поверхности катода на меньшем пространстве и затем, стягиваясь все больше и увеличиваясь в яркости, переходит в „катодное пятно“ малых размеров ослепительной яркости. Измерение площади, занятой разрядом на катоде, параллельно с измерением силы тока и напряжения, дали возможность сопоставить кривые увеличения плотности тока  $j$  и уменьшения катодного падения  $V_k$  (рис. 168), имеющие место при увеличении силы тока  $I$  (отложена на оси абсцисс).

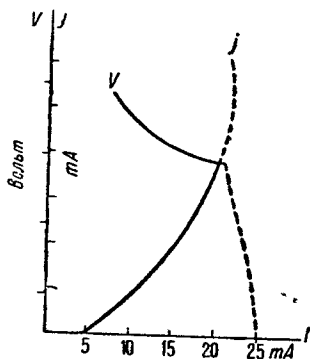


Рис. 168.

Переходные формы разряда имеют место не только при образовании термической, но и автоэлектронной дуги. В последнем случае автоэлектронная эмиссия и сопровождающее ее уменьшение катодного падения начинается с момента образования около поверхности более или менее легко испаряющегося катода

достаточно плотного слоя паров. Плессе [29] наблюдал переход из тлеющего разряда в дуговой в течение каждого периода переменного тока путем осциллографирования тока и напряжения.

Применение обычного способа зажигания дуги путем раздвижения электродов вызывается тем, что дуга горит при сравнительно низких напряжениях в десятки вольт, тогда как для зажигания тлеющего разряда нужно напряжение порядка сотен вольт. Самый процесс зажигания при раздвижении (или разрыве) электродов объясняется местным нагреванием электродов вследствие существования между ними плохого контакта, сопровождаемого испарением тонких „мостов“, образующихся между электродами при разрыве. Существует низший предел силы тока, при котором возможно образование дуги при разрыве (в случае дуги между угольными электродами в атмосферном воздухе 1—2 А) [40].

Вопрос об образовании дуги при разрыве технически важен не только с точки зрения получения „полезных“ дуг, но также и с точки зрения

избежания дуг „вредных“, например, образования дуги при размыкании рубильников. В случае постоянного тока можно привести следующие простые соображения. Пусть  $L$  — самоиндукция контура,  $W$  — его сопротивление,  $E$  — э.д.с. источника тока,  $V(i)$  — функция характеристики дуги. Тогда мы должны иметь:

$$E = L \frac{di}{dt} + Wi + V(i), \quad (1)$$

что можно переписать так:

$$L \frac{di}{dt} = (E - Wi) - V(i) = \Delta, \quad (1')$$

но  $(E - Wi)$  есть не что иное, как ордината „прямой сопротивления“, а  $V(i)$  — ордината характеристики дуги. Чтобы  $\frac{di}{dt}$  было отрицательно, т. е. чтобы ток  $i$  непременно уменьшался со временем и между электродами

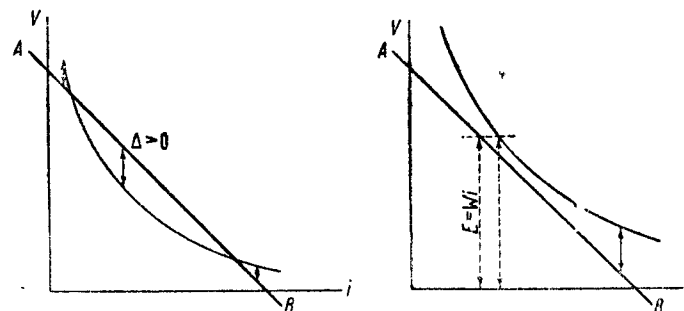


Рис. 169.

рубильника не образовалось стойкой дуги, надо, чтобы имело место  $\Delta < 0$ , т. е. надо, чтобы во всех точках характеристики соблюдалось неравенство:

$$V(i) > E - Wi. \quad (2)$$

Для этого характеристика всеми своими точками должна лежать выше прямой сопротивления  $AB$  (рис. 169). Это простое заключение не предусматривает существования емкости в цепи и относится лишь к постоянному току.

Более полное решение задачи можно получить из условий устойчивости разряда, питаемого постоянным током, рассмотренных нами в гл. XII.

В случае размыкания дуги переменного тока, потухающей при каждом переходе напряжения через нуль, существенно, чтобы при размыкании условия, имеющиеся налицо в разрядном промежутке, не допускали нового зажигания дуги при последующем возрастании напряжения источника тока. Для этого требуется, чтобы при возрастании напряжения разрядный промежуток был достаточно „деионизирован“. В выключателях сильных переменных токов этой деионизации добиваются искусственно, путем введения специальных электродов, отсасывающих заряженные

частицы газа, путем применения механического дутья, путем воздействия на разряд магнитным полем [42] и т. п.

§ 4. Катодное пятно. Внешний вид и отдельные части дугового разряда. В случае нормальной дуги область, занятая разрядом на поверхности катода, сосредоточена в так называемом „катодном пятне“, — светлом, довольно резко ограниченном пятнышке. Катодное пятно неподвижно сидит на угольном катоде и находится в быстром движении на холодном и металлическом катоде. В случае горячего анода и небольшого расстояния между анодом и катодом присутствие анода сильно влияет на условия термического равновесия на катоде, а потому и на свойства катодного пятна. При удалении анода от угольного катода размеры катодного пятна стремятся к некоторому постоянному предельному значению, зависящему от силы тока. Измерения, произведенные Гюнтершульце, показали, что в довольно широких пределах (от 1,5 до 10 А) площадь, занимаемая катодным пятном на угольном электроде, пропорциональна силе тока и соответствует при атмосферном давлении средней плотности тока  $470 \text{ А/см}^2$ . Данные о плотности тока в пятне на металлических катодах разноречивы. Гюнтершульце нашел для ртути  $4000 \text{ А/см}^2$ , для железа в воздухе —  $7200 \text{ А/см}^2$ . Если катод представляет собой небольших размеров металлический шарик на узеньком стержне, то вся поверхность шарика принимает одну и ту же температуру, и специального катодного пятна не образуется. При уменьшении давления площадь, занимаемая катодным пятном на угольном катоде, при постоянной силе тока сильно увеличивается, и, следовательно, плотность тока уменьшается. При дальнейшем уменьшении давления до некоторого критического давления площадь, занимаемая катодным пятном, внезапно уменьшается до размеров, меньших, чем те, которые соответствуют атмосферному давлению, и одновременно напряжение между электродами дуги падает, примерно, на 30 В. Это явление наблюдается не во всех газах. Так, в неоне площадь, занимаемая катодным пятном на угольном электроде, и плотность тока в пятне остаются неизменными, пока при уменьшении давления дуговой разряд не перейдет в тлеющий или не прекратится вовсе.

Резкость границы катодного пятна объясняется тем, что количество излучаемой энергии, как известно, пропорционально четвертой степени температуры, а интенсивность термоионной эмиссии является, по закону Ричардсона, экспоненциальной функцией температуры. По этому сравнительно медленному уменьшению температуры, с удалением от центра пятна, соответствует весьма быстрое падение как светового излучения, так и термоионной эмиссии, а это равносильно резкой „оптической“ и „электрической“ границе пятна. Иллюстрацией могут служить кривые рис. 170:  $T$  соответствует ходу абсолютной температуры,  $E$  — яркости излучения,  $H$  — интенсивности термоионной эмиссии. По оси абсцисс отложены расстояния от центра пятна  $O$ . Заштрихованная часть оси абсцисс соответствует площади, занятой катодным пятном.

Изменение площади, занятой катодным пятном, следует за изменением силы тока с некоторым запозданием, как показала одновременная регистрация силы тока при помощи осциллографа и величины катодного пятна при помощи кинематографирования.

Отметим еще, что угольный катод при горении дуги обычно заостряется, тогда как на аноде образуется круглое углубление, если разряд не перекрывает всю площадь основания анода. Отсюда „положительный кратер дуги“.

Катодное пятно является источником интенсивного потока электронов: в этом пятне и в прилегающем к нему „слое“ пространственного заряда сосредоточены все процессы, необходимые для поддержания дугового разряда, аналогично тому, как в тлеющем разряде эти процессы сосредоточены на поверхности катода, в темном кружковом пространстве и в начале отрицательного тлеющего свечения.

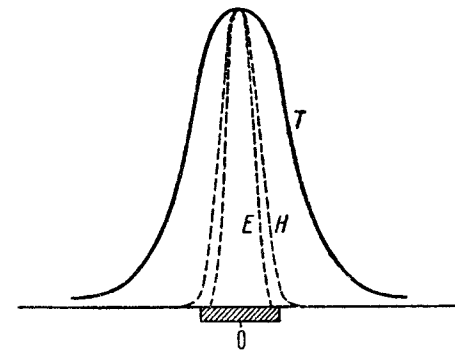


Рис. 170.

Непосредственно к катодному пятну прилегает часть, соответствующая отрицательному тлеющему свечению. Эту часть называют „отрицательной“ или „катодной кистью“, или „отрицательным пламенем“. Длина катодной кисти определяется тем расстоянием, на которое залетают „быстрые“ или „первичные“ электроны, получившие свои скорости в области катодного падения, т. е. в области слоя на катоде. Дуговой разряд при приближении анода к катоду продолжает существовать, если анод „омывается“ отрицательным пламенем. Развитие остальных частей дугового разряда в значительной степени зависит от внешних условий, например, горит ли дуга свободно, или разряд происходит в более или менее узкой трубке, а также от того, происходят ли в газе около электродов и между ними какие-либо химические процессы. Наиболее простой случай получается при отсутствии химических процессов, что имеет место, когда дуговой разряд происходит в инертном газе или в вакуумной трубке, заполненной исключительно металлическими парами. Последний случай имеет место в ртутной дуговой лампе низкого давления. При этих простых условиях в дуговом разряде существуют все те же части, что и в тлеющем разряде, за исключением первого катодного свечения, и астонова и темного кружкова пространства (рис. 171). В более сложных случаях к основным частям разряда прибавляются различные „ореолы“ и „пламена“. И те и другие различно окрашены и отличаются от прочих частей разряда по своему спектру. В некоторых случаях по спектру этих „ореолов“ и „пламен“ можно судить об образовании определенных

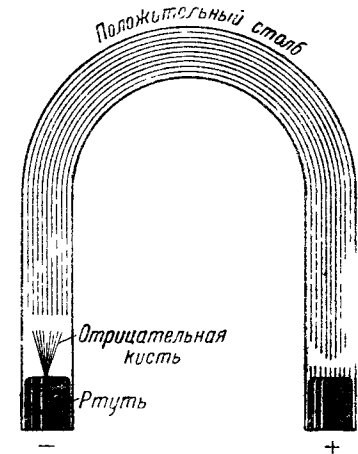


Рис. 171.

химических соединений в различных частях дуги (спектральные полосы CN в случае дуги между угольными электродами в воздухе и в азоте). На расположение пламен оказывают влияние конвекционные токи в газе. При горизонтальном расположении электродов можно наблюдать пламена, вздымающиеся кверху.

Приводим схематический рис. 172, относящийся к нормальной дуге в атмосфере между угольными электродами. *b* представляет собой отрицательную кисть (отрицательное пламя), *a* — положительный столб (положительное пламя), *c* — темное фарадеево пространство, *d* — ряд ореолов в виде расплывчатых свечений. Наблюдались случаи, когда ореолы и пламена различной окраски возникали постепенно с увеличением силы тока в дуге.

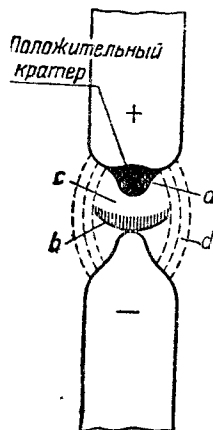


Рис. 172.

Положительное пламя дуги соответствует положительному столбу тлеющего разряда. При больших авлениях (порядка атмосферы и выше) положительный столб дуги обладает свойствами отшнурованного толба. Температура по оси столба очень высока и основным процессом, имеющим здесь место, является термическая ионизация. Температура в положительном пламени дуги в атмосферном воздухе при большой силе тока такого же порядка величины как и в ртутной дуге „высокого давления“, т. е. порядка 6000—7000°.

**§ 5. Распределение потенциала в дуговом разряде.** Распределение потенциала в дуговом разряде изучено менее точно и подробно, чем в тлеющем разряде, по двум причинам: во-первых, в дуговом разряде все линейные размеры катодных частей разряда чрезвычайно малы, во-вторых, высокая температура частей дуги и высокое давление не дают возможности использовать в полной мере метод зондов.

Падение потенциала между электродами дуги складывается из катодного падения  $V_k$ , анодного падения  $V_a$  и падения в положительном столбе. Сумму катодного и анодного падений можно определить, сблизив анод и катод и измеряя напряжение между электродами непосредственно перед исчезновением разряда.

В некоторых случаях удается определить разницу потенциала между двумя точками столба дуги, вычислить отсюда продольный градиент потенциала в дуге и при малых размерах катодных частей подсчитать отсюда сумму  $V_k + V_a$ . Анодное падение можно определить, исходя из некоторых упрощающих допущений. На аноде весь ток разряда определяется потоком электронов, попадающих на анод: назовем этот ток через  $i$ , анодное падение через  $V_a$ , „работу выхода“ одного электрона из анода через  $\varphi$ . Тогда количество энергии  $W$ , выделяющейся в 1 сек на аноде вследствие удара об него электронов, можно приравнять:

$$W = i(V_a + \varphi). \quad (3)$$

При этом мы ввели упрощающие предположения: 1) электроны пробегают свободно все анодное падение, не обладая начальными скоростями

в начале этого пути; 2) электроны от анода не отражаются. При стационарном состоянии количество освобождаемой электронами энергии  $W$  равно количеству энергии  $S$ , теряемой анодом вследствие излучения и теплопроводности:  $W = S$ .

$S$  можно определить [9], построив специальный анод, нагреваемый специально подведенным током, и измерив, при какой мощности тока температура нагрева анода та же, что и во время существования дугового разряда. Измерение мощности тока нагрева при прочих равных условиях и даст нам  $S$ . О равенстве температур при разряде и при постоянном нагреве можно судить, измеряя сопротивление анода путем применения весьма слабых токов, не нарушающих теплового равновесия, или пирометрически. Из равенства

$$S = W = i(V_a + \varphi) \quad (4)$$

можно определить  $V_a$ , зная  $S$ ,  $i$  и  $\varphi$ .

Подобный же расчет некоторые авторы пытались произвести и для баланса энергии на катоде. Здесь дело усложняется появлением нового неизвестного — отношения части тока, переносимого электронами к общей силе разрядного тока. Кроме того, усложняюще действует еще испарение материала катода (что впрочем следует отнести также и к расчетам для анода).

Как результат всех произведенных до сих пор измерений и расчетов следует, что сумма катодного и анодного падений, примерно, того же порядка, что и ионизационный потенциал газа или пара, в котором происходит разряд. О распределении всего падения потенциала между катодными и анодными частями разряда могут дать приблизительное представление цифры табл. 2, относящейся к дугам в парах металлов. Здесь  $V$  — общая разность потенциалов между электродами дуги,  $V_k$  и  $V_a$  — катодное и анодное падения потенциала,  $I$  — сила тока в дуге.

Таблица 2

$V$ (вольт)	$I$ (ампер)	$V_k$ (вольт)	$V_a$ (вольт)
8,16	очень мало	5,47	2,69
$9,20 \pm 0,15$	5—20	5,48	3,72
$8,80 \pm 0,15$	очень мало	5,29	3,59
$10,53 \pm 0,15$	10—30	5,25	5,25
$9,90 \pm 0,15$	10—20	5,02	5,02
$12,30 \pm 0,15$	10—30	4,90	7,61

Несоответствие в этой таблице суммы  $V_k + V_a$  и  $V$  происходит благодаря указанным выше неточностям всех этих измерений.

**§ 6. Характеристика дугового разряда.** Так как в технических применениях дуги (например в колебательных схемах) вопрос о характеристике дуги имеет существенное значение, то уже давно был произведен ряд попыток представить аналитически зависимость между током и на-

пряжением в дуге. Из всех этих эмпирических формул наибольшего внимания заслуживает формула мисс Айртон [10]:

$$V = a + bl + \frac{c + dl}{I}, \quad (5)$$

где  $V$  — напряжение между электродами,  $I$  — сила тока в дуге,  $l$  — длина дуги,  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$  — четыре константы формулы Айртон.

Формула характеристики Айртон установлена для дуги между угольными электродами. Под  $l$  подразумевается расстояние между катодом и плоскостью, проведенной через края „положительного кратера“ (рис. 173).

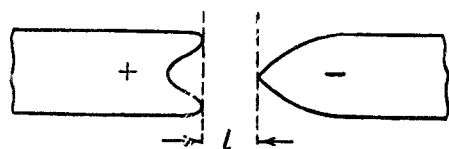


Рис. 173.

Переписывая формулу Айртон

в виде:

$$IV = (a + bl)i + (c + dl)$$

или

$$IV = (bi + d)l + (c + ai), \quad (6)$$

закключаем, что между мощностью тока в дуге, с одной стороны, и силой тока при постоянной длине дуги, а также и длиной дуги при постоянной силе тока, — с другой, существует линейная зависимость.

Константы формулы Айртон зависят от рода газа, от давления газа, а также от условий горения дуги — в закрытом пространстве или свободно, с циркуляцией или без циркуляции газа, и от условий охлаждения электродов, а следовательно, от размеров, формы и прочих свойств углей.

Как пример можно привести следующие ряды чисел (табл. 3), иллюстрирующих эту зависимость.

Таблица 3

Константы	Воздух без циркуляции	Воздух с циркуляцией	Ag	CO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>
a =	35,7	44,1	24,8	44,5	48,2
b =	3,0	2,6	0,9	1,7	2,6
c =	114,8	17,8	10,2	10,2	23,3
d =	1,8	1,8	0,0	8,7	5,3

Зависимость констант формулы Айртон от давления в случае воздуха приведена в табл. 4.

Формула Айртон годится только для нормальной дуги. При переходе дуги в шипящую дугу в характеристике происходит скачок. „Шипящая дуга“ не следует этой формуле; соответствующие характеристики приведены на рис. 174.

Если угли дуги неоднородны, а содержат, например, сердцевину из солей (для окраски дуги), то характеристика не только не следует формуле Айртон, но и становится местами возрастающей.

К дуге в воздухе между металлическими электродами формула Айртон приложима в несколько измененном виде, представленном формулой

$$V = a + bl + \frac{c + dl}{i^n}; \quad (7)$$

$n$  различно для разных металлов (от 0,34 до 1,38; для угля  $n = 1$ ). Константы различны для различных металлов и еще сильнее зависят от разных внешних условий (охлаждение), чем в случае угольных электродов [11, 12].

В случае дугового разряда в вакуированном сосуде, заполненном парами металла (например ртутная дуга), давление пара зависит от температуры электродов, а следовательно, и от силы разрядного тока. Поэтому в этом случае характеристика принимает совершенно другую форму и может быть возрастающей. Ход характеристики при этом сильно зависит от условий охлаждения всей трубки. Для примера приводим характеристики ртутной дуги [13, 14] (рис. 175). Кривая I относится к дуге со стенками трубки, защищенными от охлаждения, II — к дуге в трубке, окруженной комнатным воздухом без специального охлаждения, и III — к трубке, усиленно охлаждаемой потоком воздуха. Если учесть изменение плотности пара с изменением тока, то характеристика снова принимает падающую форму.

Формула Айртон и все высказанное относится к статистической характеристике дугового разряда. Вследствие большого значения температуры катода для процессов в дуге в дуговом разряде, более чем в какой-либо другой форме разряда, наблюдается явление гистерезиса, и динамическая характеристика дугового разряда сильно отличается от статистической. Вид динамической характеристики зависит от быстроты изменения режима дуги. Практически наиболее важны характеристики дуг при питании переменным током. Поэтому эти характеристики довольно хорошо изучены. Одновременное снятие осциллографом тока и напряжения дает картину, изображенную на рис. 176.

Начерченная по этим кривым характеристика дуги за целый период имеет вид, представленный на рис. 177.

При обсуждении этой характеристики (рис. 176) надо иметь в виду, что мы имеем здесь дело с катодом, не успевшим еще охладиться после

Таблица 4

Давление мм Hg	a	b	c	d
740	38,5	2,15	54	6,1
200	35,5	1,84	38	8,3
50	33,7	1,51	26	10,8
10	27,0	1,35	19	13,4
5	23,7	1,20	0	15,7

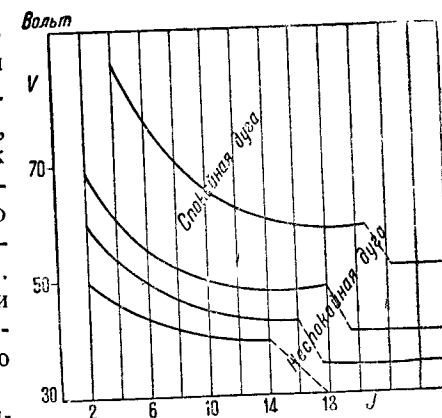


Рис. 174.

разряда, имевшего место в предыдущем периоде тока. Поэтому катод с самого начала периода, когда внешняя э. д. с. проходит через нуль, уже в некоторой степени эмитирует электроны.

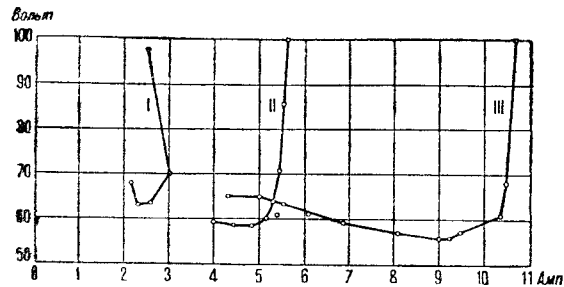


Рис. 175.

катода соответствует потенциалу, гораздо более низкому, чем „потенциал зажигания“ разряда при холодных электродах. После „точки зажигания дуги“ разрядный ток быстро увеличивается, а потому при наличии сопротивления во внешней цепи напряжение между электродами дуги падает, хотя внешняя э. д. с. (пунктир на рис. 176) еще некоторое время увеличивается. С уменьшением внешнего напряжения и тока, даваемого внешним источником, разрядный ток начинает уменьшаться. Точка *B*, соответствующая началу уменьшения

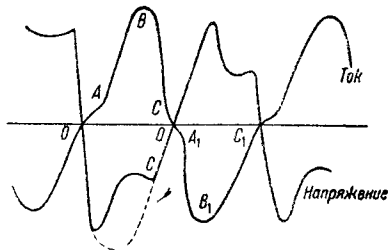


Рис. 176.

тока через дугу, называется „поворотной точкой характеристики“. С уменьшением тока в дуге напряжение между ее электродами может вновь возрасти в зависимости от внешнего сопротивления; но часть *BC* характеристики на рис. 177 может быть и горизонтальной или иметь противоположный наклон. С уменьшением тока в дуге начинается уменьшение температуры катода. Наконец, достигается такой температурный режим, при котором самостоятельный разряд при данной эмиссии с катода в данном напряжении между электродами дуги существовать более не может. Этому режиму соответствует точка *C*, называемая „точкой поту-

хания дуги“. После точки *C* ток самостоятельного разряда уменьшается до нуля вместе с уменьшением напряжения между электродами. После перехода напряжения через нуль роль катода начинает играть прежний анод. Возрастание разрядного тока в начале полупериода идет медленнее, чем спадание тока в конце.

На вид динамической характеристики оказывают влияние все условия, определяющие режим дуги: расстояние между электродами, величина внешнего сопротивления — самоиндукция внешней цепи, частота переменного питающего дугу тока и т. п.

С увеличением расстояния между электродами увеличивается потенциал зажигания дуги, и вся динамическая характеристика растягивается в вертикальном направлении. Такое же влияние оказывает увеличение внешнего сопротивления. Самоиндукция во внешней цепи уменьшает быстроту изменения силы тока, и приводит к сглаживанию острых углов характеристики.

Если на электроды дуги, питаемой постоянным током, наложить переменное напряжение амплитуды, меньшей, чем напряжение питающего дугу постоянного тока, то характеристика получается в виде замкнутой кривой, охватывающей статистическую характеристику с обеих сторон (рис. 178).

При увеличении частоты переменного тока ось этой петли поворачивается, сама петля сплющивается и стремится принять вид отрезка прямой, проходящей через начало координат — рис. 179. При очень малой частоте петля характеристики наоборот превращается в отрезок кривой, представляющей статистическую характеристику. Последнее объясняется тем, что все внутренние параметры разряда, в частности концентрация ионов и электронов успевают в каждый данный момент принимать значения, соответствующие стационарному разряду постоянного тока при данных *I* и *V*. Наоборот, при очень быстром изменении *V* эти параметры совершенно не успевают измениться и потому становится справедливым закон Ома и *I* оказывается пропорциональным *V* (прямая, проходящая через начало координат). При увеличении частоты переменного тока петля характеристики рис. 179 становится почти во всех своих точках возрастающей, несмотря на то, что при тех же условиях статистическая характеристика — падающая. Так как во всех схемах, служащих для генерации колебаний, существенными являются элементы этой схемы, имеющие падающую характеристику, то это видоизменение

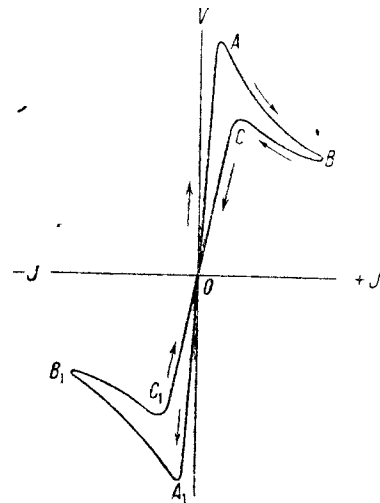


Рис. 177.

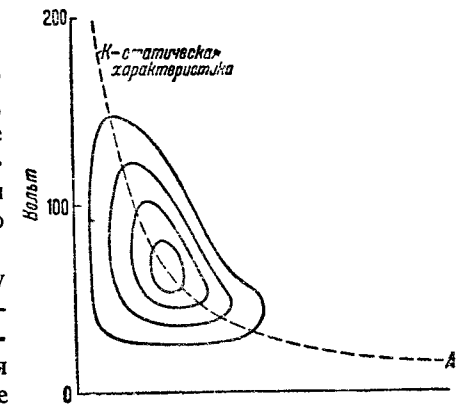


Рис. 178.

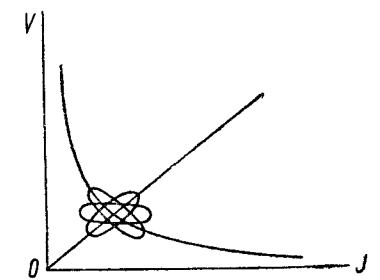


Рис. 179.

характеристики дугового разряда с увеличением частоты кладет предел применению дуги при генерации высокочастотных колебаний.

Заметим еще, что между металлическими электродами нельзя поддерживать дугу при низких частотах вследствие быстрого их охлаждения. Но при высоких частотах это вполне возможно. Дуга между металлическими электродами в водороде обладает при частоте 500 000 пер/сек такими же свойствами, как дуга в воздухе между угольными электродами при 50 пер/сек.

Так как во всей электротехнике за исключением случая газового разряда приложим закон Ома, то этот закон иногда формально применяют и к дуговому разряду, приписывая дуге определенное сопротивление. Для согласования с действительностью приходится при этом формально вводить представление о возникновении в дуге особой противодействующей току э. д. с. [„Elektromotorische Gegenkraft“]. Имеется целый ряд работ, посвященных этой фиктивной э. д. с. [19]. Необходимо помнить, что такого рода трактовка дуги является лишь другим способом описания одних и тех же явлений. Более правильно пользоваться представлением не о добавочной э. д. с., а об сложном ходе характеристики дуги.

О ходе развития дуги и ее характеристике при очень сильных токах см. [33]. Ко всему параграфу [39].

**§ 7. Температура и излучение отдельных частей дугового разряда.** Излучение различных „пламен“ дуги соответствует излучению соответствующих частей тлеющего разряда. Как общее правило в наиболее ярком положительном пламени или положительном столбе дуги наблюдаются спектры, соответствующие малой энергии возбуждения атома. Поэтому самые спектры нормальных атомов в спектроскопии носят название „дуговых спектров“, в то время как спектры ионизированных элементов называются „искровыми спектрами“. При техническом применении дуги для освещения пользуются в некоторых случаях излучением газа (например, ртутные дуги или дуги в неоне и дуги с электродами, содержащими сердцевину из летучих солей металлов). В случае необыкновенной дуги в воздухе между угольными электродами преобладает излучение раскаленных электродов, преимущественно — положительного кратера.

Излучение анода, как излучение твердого тела, обладает сплошным спектром. Интенсивность его определяется температурой анода. Последняя является характерной для дуги в атмосферном воздухе при аноде из какого-либо данного материала, так как, при достижении определенной плотности тока, температура анода от силы тока не зависит и определяется исключительно температурой плавления при возгонке материала анода. Эта температура, как известно, зависит от давления, под которым находится плавящееся или возгоняемое тело, поэтому температура анода, а следовательно, и интенсивность излучения положительного кратера зависит от давления, при котором горит дуга. В этом отношении известны классические опыты Луммера [15,16], а затем Кона и Гуккеля [17] с угольной дугой под давлением, приведшие к получению очень высоких температур.

При атмосферном давлении различные исследователи находят температуру положительного кратера дуги между угольными электродами в воздухе в 4200—4300°К. Об изменении температуры положительного угольного кратера с давлением дает понятие следующая таблица, а также кривая рис. 180.

Таблица 5

Давление в ат	0,1	0,5	1,0	2	10	20
Абсолютная температура	3940	4145	4200	4900	6520	7560

Прямая линия, на которую на этом чертеже укладываются точки для давлений от 1 ат и выше, служит подтверждением предположения, что температура положительного кратера определяется температурой плавления вещества анода, так как по формулам термодинамики как раз должна существовать

линейная зависимость между  $\ln p$  и  $\frac{1}{T}$ . Отступления от линейной зависимости при более низких давлениях находят свое объяснение в побочных обстоятельствах.

Температура катодного пятна дуги в атмосферном воздухе несколько менее хорошо изучена и всегда на несколько сот градусов ниже температуры положительного кратера. Для металлических электродов можно привести следующие данные (табл. 6).

Предполагают, что в последних трех случаях (Al, Mg и Zn) температура анода и катода определяется температурой плавления оксидов, которыми соответствующие металлы покрыты при горении дуги в воздухе.

Представление о распределении температуры в пространстве между электродами в случае более или менее длинных дуг между угольными электродами в атмосферном воздухе могут дать схемы рис. 181 [13]. На этих схемах обозначены

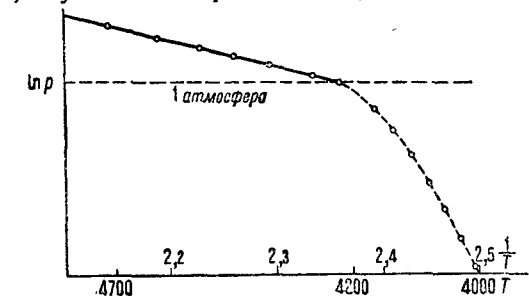


Рис. 180.

Таблица 6

Металл	Анод (в градусах Кельвина)	Катод (в градусах Кельвина)
Cu	2430—2450	—
Fe	2535—2505	2430
Ni	2430—2450	2365
Wo	4150—4250	3000
Al	3400	
Mg	3000	
Zn	2300	



в °К температуры, измеренные в различных точках при расстояниях между углями в 7, 10, 13 и 16 мм.

Вследствие высоких температур частей дуги эти температуры не могут быть определены при помощи термоэлементов или болометров. Температуры электродов определяются пирометрически по излучению, конечно, с необходимыми поправками на отступления от законов излучения черного тела. Один из способов определения температуры в пространстве между электродами такой. При помощи объектива получают действительное изображение дуги на экране и определяют температуру термоэлемента, помещенного в различных точках этого изображения.

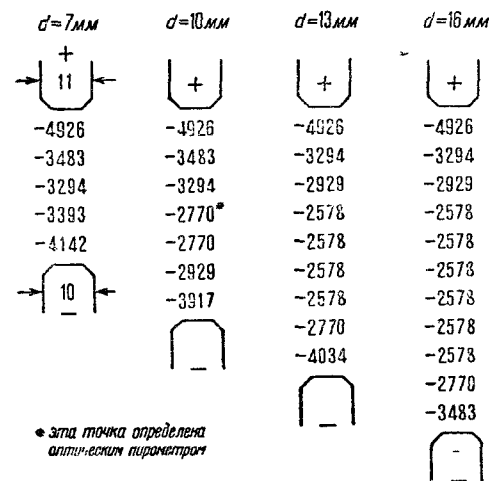


Рис. 181.

рость распространения звука в разрядной трубке [35].

При больших силах тока температура газа в обычной угольной дуге может быть выше температуры анода вследствие явления „отшнуровывания“.

На электроды дуги действуют механические силы подобно тому, как и в тлеющем разряде. Причинами возникновения этих сил являются электростатические силы между зарядами электродов и пространственными зарядами в дуге, бомбардировка электродов ионами и электронами, аэродинамическое действие потоков газа и, наконец, „реакционное давление испарения“ электродов [22, 27, 32]. Большое число действующих причин приводит, конечно, и к сложному характеру наблюдаемых явлений.

§ 8. Технические применения дуги в газах при атмосферном давлении. Одно из основных применений дугового разряда заключается в использовании развивающейся в дуге при атмосферном давлении высокой температуры. На этом принципе основана печь Муассана. В этой печи между угольными электродами высокая температура поддерживается внутри замкнутого пространства, защищенного от потерь тепла стен-

ками из шамотовой глины или другого плохо проводящего тепло материала. Муассану удалось таким путем перекристаллизовать графит и получить маленькие кристаллики алмаза. Высокая температура дуги используется при электрической резке металла. Один полюс от мощного источника тока подводится к разрезаемой металлической пластинке, другой — к резцу. Образующаяся между пластинкой и резцом дуга расплавляет металл. Проводя резцом вдоль металла, можно сделать в металлической пластинке разрез любого очертания, наподобие того, как это достигается при помощи кислородно-водородного пламени. „Электрическая сварка“ металлов также основана на использовании высокой температуры дуги.

Особо удобным для получения очень высокой температуры оказался следующий способ, предложенный Ленгмюром. Между двумя вольфрамовыми электродами зажигается дуга, и через эту дугу продувается струя водорода. При соприкосновении с раскаленным вольфрамом водород переходит в атомарное состояние: его молекулы распадаются на отдельные атомы. Эта диссоциация сопровождается большим поглощением тепла. Покинув поверхность раскаленного вольфрама, атомы водорода начинают вновь соединяться в молекулы H<sub>2</sub>, выделяя обратно теплоту диссоциации. Особенно интенсивно эта рекомбинация происходит там, где струя атомного водорода встречает на своем пути какое-либо тело. Интенсивное выделение теплоты диссоциации позволяет получить таким путем в теле, омываемом струей атомарного водорода, температуру до 3500°, тогда как кислородно-водородное, а также кислородно-ацетиленовое пламя дают температуры, значительно более низкие.

Высокая температура положительного кратера дуги позволяет использовать дуговой разряд между угольными электродами в качестве мощного и довольно экономичного источника света, богатого ультрафиолетовыми лучами. Неудобство этого источника заключается в необходимости после довольно короткого промежутка времени заменять служащие электродами дуги угли новыми вследствие их „сгорания“, а также в необходимости механического приспособления, постоянно придвигающего концы углей друг к другу, для поддержания нужной длины дуги. Чтобы использовать не только свечение раскаленного угля, но и свечение газа в дуге и дать свету дуги какую-либо цветную окраску, положительный уголь просверливается насквозь вдоль оси. Эта полая сердцевина угля заполняется солью какого-либо металла, пары которого светятся в дуге.

Благодаря тому, что дуга имеет падающую характеристику, она легко может быть использована в качестве генератора незатухающих колебаний. Схема такого дугового генератора представлена на рис. 182. Условия генерации колебаний в такой схеме нами выведены в гл. XIII при рассмотрении внешних условий устойчивости разряда и даются выведенным там неравенством:

$$\frac{1}{LC} \left( \frac{e'}{R} + 1 \right) > \frac{1}{4} \left( \frac{1}{CR} + \frac{e'}{L} \right)^2. \quad (8)$$

Так как необходимо, чтобы колебания не затухли, а наоборот, раскачивались до возможно большей постоянной амплитуды, величина ко-



торой в конечном итоге определяется условием равенства затрачиваемой источником тока и расходуемой колебательным контуром энергии, то величина  $\delta$  в показателях формулы (14) гл. XIII должна быть меньше нуля. Это приводит к следующему условию генерации колебаний в дуге к (8):

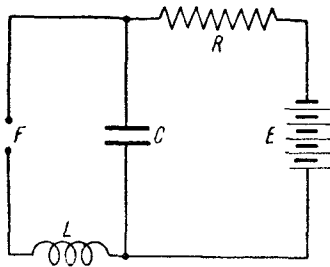


Рис. 182.

$$\frac{1}{CR} + \frac{e'}{L} < 0. \quad (9)$$

Для того чтобы колебания контура, представленного на схеме рис. 182, были синусоидальными, надо, чтобы в течение одного периода колебаний дуга не затухала. А для этого нужно, чтобы алгебраическая сумма постоянного тока, питающего дугу, и наибольшего значения переменного колебательного тока, при противоположном направлении

последнего, была больше той минимальной силы тока, при которой дуга еще поддерживается. Можно сказать и так: разность э. д. с. источника  $E$  и амплитуда колебаний потенциала конденсатора  $C$  должна быть больше минимального потенциала, необходимого для поддержания дуги. Такие колебания называются колебаниями первого рода.

Если в течение некоторой доли периода колебаний разность потенциала между электродами дуги приобретает столь малые значения, что дуга прекращается и затем вновь зажигается

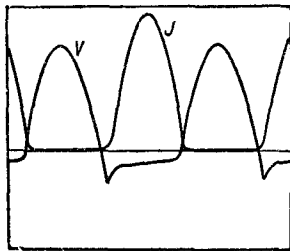


Рис. 183.

лишь после того, как в течение следующего периода разность потенциалов между электродами вновь возрастает до потенциала зажигания дуги, то генерируемые колебания очень сильно отступают от синусоидальной формы и называются колебаниями второго рода.

Наконец, колебания третьего рода получаются тогда, когда амплитуда колебаний потенциала на электродах дуги настолько велика, что во вторую половину периода

вновь получается зажигание дуги при обратном направлении тока.

Колебания третьего рода применяются, когда надо иметь мощные колебания; колебания первого рода, — когда надо иметь по возможности чистые синусоидальные колебания. Конструированный для целей радиотелеграфии дуговой генератор называется генератором Паульсена. Для правильной работы такого генератора очень важен стационарный режим дуги. Один из способов осуществления такого режима — продувание через дугу непрерывной струи водорода.

Приведенные выше формулы (8) и (9) соответствуют весьма упрощенной теории колебаний дуги. При более строгом рассмотрении приходится считаться с особенностями динамической характеристики дуги. Во всяком случае, даже при применении формул (8) и (9),  $e'$  приходится брать не из статической характеристики, а из особой „средней

характеристики“, построенной на основании восходящей и нисходящей ветвей динамической характеристики<sup>[43]</sup>.

Еще одно техническое применение дуги состоит в использовании ее в качестве выпрямителя. Для этой цели электроды дуги делаются асимметричными по размерам, или еще проще — по составу. Мы знаем, что при малом числе периодов переменного тока дуга не может гореть между металлическими хорошо проводящими тепло электродами, так как металлический катод не удерживает нужной для поддержания дуги температуры. Если сделать один электрод дуги из угля, а другой из меди, то дуга будет существовать лишь в ту половину периода, когда уголь будет катодом, а медь анодом, и ток получится выпрямленный. Пример выпрямленного таким образом тока дают кривые рис. 183.

## ГЛАВА ШЕСТНАДЦАТАЯ

## ИСКРОВОЙ РАЗРЯД

## § 1. Общая картина и отдельные виды искрового разряда.

В противоположность рассмотренным выше типам разрядов искровой разряд является прерывистым даже при пользовании источником постоянного напряжения. Искровой разряд проходит в газе по более или менее разветвленному пути в связи с случайным распределением остаточной ионизации, а возможно и распределением взвешенных в газе посторонних частиц. Путь прохождения искрового разряда состоит из ярких зигзагообразных светящихся узких полосок. Эти полосы представляют собой те каналы, по которым происходит нарастание электронных лавин или другие процессы ионизации. Таким образом разрядный промежуток при искровом разряде уже не представляет собой такой однородной по всему поперечному сечению среды, как, например, тлеющее свечение или положительный столб. Благодаря прерывистости явления и неоднородности картины количественное исследование внутренних параметров искрового разряда чрезвычайно затруднительно. Одним из методов исследования искрового разряда служит фотографирование искры. Применение обычных фотографических затворов или снимки „отдельных искр“ дают лишь общую картину, представляющую собой наложение друг на друга отдельных фаз развития разряда. Для последовательного фиксирования отдельных этапов искрового разряда применяют затвор в виде ячейки Керра <sup>1)</sup> управляемой высокочастотными токами. Такие снимки показали, что каналы искры начинают расти иногда от отрицательного, иногда от положительного электрода, а иногда и начиная от какой-либо случайной точки между электродами. Искровой разряд возникает при большом давлении газа вместо стационарной формы разряда всякий раз, когда при зажигании разряда мгновенная разность потенциалов между электродами снижается из-за условий внешней цепи до величины, недостаточной для поддержания стационарного разряда. По внешнему виду каналов искрового разряда, а именно по их сходству с отшнурованным столбом мощного дугового разряда или с различными частями тлеющего разряда искровой разряд делят на „дуговые искры“ („Bogenfunken“) и „тлеющие искры“ („Glimmfunken“). Каналы, развивающиеся от положительного или отрицательного электрода, имеют различный вид: в первом случае наблюдаются резкие и яркие очертания

<sup>1)</sup> В ячейке Керра свет проходит через жидкость (например сероуглерод), помещенную в конденсаторе между двумя скрещенными николями. Скрещенные николи света не пропускают. При наложении сильного поля в жидкости происходит двойное лучепреломление и свет проходит.

каналов, во втором более мелкое разветвление их и диффузный вид. На картину искрового разряда оказывает большое влияние величина емкости, включенной в разрядный контур. При большой емкости, когда через разрядный промежуток проходит при каждом отдельном толчке разряда большое количество электрического заряда, каналы искры ярко светятся и производят впечатление широких полос <sup>[13]</sup>. Этот случай называется „конденсированным искровым разрядом“ или „конденсированной искрой“. Разряд конденсатора через электрический контур, содержащий самоиндукцию  $L$  и искровой промежуток, называется „колебательным искровым разрядом“. В такой цепи возникают затухающие электрические колебания с периодом, определяемым формулой Томсона  $T = 2\pi \sqrt{LC}$ . Разложение картины разряда при помощи вращающегося зеркала показывает, что в этом случае разряд состоит из ряда чередующихся с периодом  $\frac{T}{2}$  светлых полос. В случае небольшого расстояния между электродами искрового промежутка, эти полосы представляют собой ряд чередующихся кратковременных дуговых разрядов. Таким образом прерывистый характер искрового разряда не во всех случаях объясняется уменьшением разности потенциалов между электродами из-за падения потенциала во внешней цепи, но также и возникновением электрических колебаний <sup>[1]</sup>.

В том случае, когда между электродами в газе находится препятствие в виде не слишком толстой твердой непроводящей стенки (лист картона или эбонита, стеклянная пластинка и т. п.) искровой разряд не всегда выбирает обходный путь вокруг этого препятствия. Если возможный обходный путь слишком длинен или вовсе отсутствует, искра пробивает не только газовый промежуток, но и твердое препятствие, образуя в нем более или менее узкое отверстие.

§ 2. Элементарные процессы в искровом разряде. Фиксирование на фотографической пластинке начальных стадий искрового разряда дает богатый материал для изучения элементарных процессов, имеющих место при пробое газового промежутка. Большой материал дало также исследование ионизации газового промежутка при помощи камеры Вильсона при разности потенциалов между электродами, почти равной пробойному потенциалу, но все же несколько более низкой (работы [4, 11, 12, 16, 17, 20, 26, 27, 28, 32, 34]). В этих условиях, еще до пробоя уже имеются налицо зародыши каналов. Возможность объяснения этих каналов, как путей развития электронных лавин, вызвало некоторые сомнения. Впрочем, нет и необходимости объяснять все явления в искровом разряде ионизацией, путем столкновений 1-го рода и нарастанием электронных лавин. Измерения яркости отдельных элементов искры и подсчет энергии, выделяющейся в канале, показывают, что здесь иногда имеет место очень высокая температура газа — порядка  $10\,000^\circ$ , — приводящая к термической ионизации <sup>[21]</sup>. Из-за высокой степени ионизации и большой средней скорости движения ионов, давление в канале искры также может возрастать до очень больших значений (до несколько сот атмосфер). Быстрое образование областей высокого давления и их передвижение в газе представляет собой явление взрывного характера и является причиной звуковых эффектов, сопровождающих искровой разряд; сюда относятся

треск искр и громовые раскаты, сопровождающие молнию — искровой разряд между облаками или облаками и землей [14, 19, 25]. Самое продвижение головки искрового канала может происходить не за счет развития электронных лавин, а за счет термической ионизации газа [3, 7, 15]. Зарегистрированы случаи, когда это продвижение происходило со скоростью, превышающей в десять раз скорость продвижения электронов в газе при данных условиях [17, 19].

Различие во внешнем виде положительной и отрицательной искры с точки зрения электронных лавин объясняется следующим образом. Представим себе разряд между двумя острями. Около катода электроны в этом случае быстро удаляются под действием поля из области наибольшей напряженности поля, т. е. из области, где происходит наиболее сильная ионизация соударениями 1-го рода. Поэтому условия для образования мощного искрового канала с большой концентрацией электронов здесь менее благоприятны, чем около положительного острия, наоборот притягивающего электроны в область сильной ионизации. Нарастающая головка искрового канала рассматривается при этом как острие.

**§ 3. Потенциал зажигания искрового разряда.** При атмосферном давлении и сравнительно большом расстоянии между электродами и при более или менее равномерном поле искровой разряд является конечной стадией развития при переходе разряда из несамостоятельного в самостоятельный. В этом случае потенциал зажигания искрового разряда или „искровой потенциал“ равен просто потенциалу зажигания самостоятельного разряда и должен удовлетворять условию (48) гл. XIII. Этим условием определяется зависимость „искрового потенциала“ от расстояния между электродами, их формы и материала, от давления и природы газа. Так как измерение расстояния между электродами, при котором между ними при какой-либо разности потенциалов проскакивает искра в атмосферном воздухе, служит для определения этой разности потенциалов и этот способ является общепринятым в высоковольтной технике методом измерения высоких напряжений, то вопрос об искровом потенциале в атмосферном воздухе для шаровых электродов подвергся очень детальному теоретическому и экспериментальному исследованию [29, 33]. Построен ряд формул и таблиц для определения искрового потенциала из расстояния между шарами и для поправок на температуру, давление и влажность воздуха. Приводим для примера нижеследующую таблицу 1. Искровой потенциал не равен потенциалу зажигания самостоятельного разряда, а больше его в тех случаях, когда при большой неравномерности поля у электродов при переходе несамостоятельного разряда в самостоятельный возникает форма самостоятельного разряда, называемая коронным разрядом, о котором речь будет в следующей главе. В этом случае возникновение самостоятельного разряда еще не сопровождается „искровым пробоем“ и последний происходит лишь при более, иногда значительно более, высокой разнице потенциалов между электродами [35].

**§ 4. Скользящий искровой разряд.** Особый вид искрового разряда представляет собой „скользящий разряд“, происходящий вдоль поверхности раздела какого-либо твердого диэлектрика (стекло, эбонит) и газа вокруг металлического электрода, касающегося этой поверхности. Вторым электродом может служить проводящая обкладка на противоположной

Таблица 1<sup>1)</sup>

Зависимость пробивного напряжения от расстояния между шарами шарового разрядника  $d$  и диаметра шаров  $2R$  для переменного тока 50 пер.  $V_z$  — эффективное пробивное напряжение,  $p = 760$  тор,  $t = 25^\circ \text{C}$ . Цифры каждого левого столбца относятся к изолированным от земли шарам. Цифры каждого правого столбца к случаю, когда один из шаров заземлен.

$2R = 2,0 \text{ см}$			$2R = 12,5 \text{ см}$			$2R = 25 \text{ см}$		
$d$ см	$V_z$ кV эфф.		$d$ см	$V_z$ кV эфф.		$d$ см	$V_z$ кV эфф.	
0,2	5,6	5,6	0,25	6,5	6,5	0,5	11	11
0,3	8,0	8,0	0,50	12,0	12,0	1,0	22	22
0,4	10,3	10,3	1,0	22,0	22,0	2,0	42	42
0,5	12,5	12,5	2,0	41,0	41,0	3,0	61	61
0,6	14,8	14,6	3,0	59,0	59,0	5,0	96	94
0,7	17,0	16,7	4,0	76,0	75,0	7,5	135	132

$2R = 50 \text{ см}$			$2R = 100 \text{ см}$		
$d$ см	$V_z$ кV эфф.		$d$ см	$V_z$ кV эфф.	
2	40,0	40,0	5	100	100
4	76,5	76	10	195	195
6	115,5	112	20	364	360
8	149,0	145	50	770	730
10	189	185	100	1182	1057
20	335	320	150	1412	1212

поверхности изолятора (имеющего форму пластинки); разряд обтекает пластинку. Области разряда с преобладающими пространственными зарядами одного какого-либо знака индуцируют на поверхности диэлектрика заряд прогнвоположного знака и притягиваются им. Вследствие этого искровые каналы стелятся вдоль поверхности диэлектрика. Высокое давление и высокая температура, имеющие место в каналах искрового разряда, деформируют поверхность диэлектрика и фиксируют на ней картину разряда [21]. Эту картину можно сделать видимой глазом после окончания разряда, насыпая на поверхности диэлектрика после прекращения разряда легкий порошок или заставляя скользящий разряд возникнуть на светочувствительной поверхности фотографической пластинки. Между видом скользящего разряда у положительного или отрицательного электрода существует такая же разница, как и в случае искрового разряда. Скользящий разряд применяется для измерения высоких напряжений аналогично искровому [30, 31]. Ко всей главе [2, 5, 6, 8, 9, 10].

1) Выборка из таблиц в книге Ф. Пик, *Диэлектрические явления в технике высоких напряжений*. Москва, 1934, стр. 117.

## ГЛАВА СЕМНАДЦАТАЯ

### КОРОННЫЙ РАЗРЯД

§ 1. Условия возникновения и общая картина коронного разряда. Коронный разряд (в широком смысле слова) возникает при сравнительно больших давлениях во всех тех случаях, когда поле в разрядном промежутке очень неравномерно из-за малого радиуса кривизны поверхности одного или обоих электродов. Ионизация, а также свечение газа, происходит лишь в более или менее тонком слое около электрода с малым радиусом кривизны. Этот слой называют „короной“ или светящимся чехлом короны; самое явление коронного разряда выражают словами „электрод коронирует“. Электрод, покрытый короной, называют „коронирующим электродом“. Вне светящегося чехла короны ионизация столкновениями 1-го рода не происходит, свободных электронов нет и ток осуществляется движением положительных и отрицательных ионов, как в случае тихого несамостоятельного разряда, в котором ионизация происходит исключительно за счет какого-либо внешнего ионизирующего фактора. Если коронирует только один из электродов, вне светящегося чехла короны налицо, в основном, ионы только одного знака, а именно того же, что и коронирующий электрод, и ток здесь является униполярным. Эту область мы будем называть „внешней“ областью коронного разряда. Сила тока коронного разряда зависит от наложенного между электродами напряжения, от формы электродов и расстояния между ними, от природы и плотности газа и совершенно не нуждается для своего поддержания в действии какого-либо внешнего ионизатора. Поэтому коронный разряд является разрядом самостоятельным. От остальных видов самостоятельного разряда коронный разряд, однако, существенно отличается тем, что сила тока в нем ограничена не сопротивлением внешней цепи, а ограниченной проводимостью внешней области короны, в которой при униполярном токе, или при преобладании тока ионов одного какого-либо знака образуется пространственный заряд, препятствующий дальнейшему нарастанию тока. При постепенном увеличении разности потенциалов между электродами, начиная от нуля, сперва имеет место несамостоятельный тихий разряд, с очень слабым, зависящим от постороннего ионизатора, током, затем при определенном „начальном потенциале короны“, появляется „коронный разряд“. При дальнейшем увеличении разности потенциалов сила тока растет, размеры светящегося слоя короны и его яркость увеличиваются. Наконец, при разности потенциалов, иногда много большей, чем „начальный“ потенциал, коронный разряд переходит в искровой разряд — происходит „искровой пробой“. С точки зрения развития самостоятельного разряда, установленной Ро-

говским (см. выше гл. XIII), при начальном напряжении короны ионизационное нарастание  $\mu = \gamma \left( e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right)$ , как при начале всякого перехода из несамостоятельного разряда в самостоятельный, должно быть равно единице. Под  $d$  в данном случае надо понимать отсчитанную вдоль силовой линии поля ширину того слоя, в котором напряженность поля достаточно велика для ионизации соударениями 1-го рода (т. е.  $\alpha > 0$ ). Как и при всяком пробое газового промежутка,  $\mu$  вследствие искажения поля пространственными зарядами, быстро пробегает на диаграмме рис. 139 гл. XIII некоторую кривую. Однако искажение поля пространственными зарядами происходит не только в области ионизации (от нуля до  $d$ ), где собственно развивается самостоятельный разряд, но и во внешней области. Это искажение, как мы увидим далее, происходит в сторону увеличения напряжения поля во „внешней“ области разряда. По мере увеличения тока на долю области развития самостоятельного разряда приходится все меньшая и меньшая разность потенциалов. Поэтому кривая, пробегаемая ионизационным нарастанием  $\mu$ , не имеет такого высокого максимума, как в случае плоских электродов, когда на область развития электронных лавин приходится полностью напряжение между электродами. В коронном разряде ионизационное нарастание  $\mu$  вновь достигает значения единицы при сравнительно малой силе тока и как бы неполном развитии разряда. При увеличении разности потенциалов между электродами сверх начальной, увеличивается напряженность поля во внешней области разряда; поэтому, с одной стороны, расширяется область светящегося чехла короны, с другой, — увеличивается сила тока проходящего через внешнюю область. Увеличение силы тока увеличивает искажение поля в этой области и напряженность поля здесь еще больше возрастает. Область, где  $\alpha > 0$ , расширяется. Когда область ионизации доходит до противоположного электрода (если он не коронирует, или до соответствующего чехла короны, если второй электрод тоже коронирует), исчезает причина, ограничивавшая возрастание  $\mu$  с увеличением тока. Ионизационное нарастание начинает пробегать такую же кривую, как в случае обычного разряда. Приостановленное сопротивлением внешнего слоя развитие разряда начинается вновь, и мы имеем переход разряда в искровой [3, 8, 10]. Можно говорить, что при появлении коронного разряда происходит неполный пробой газового разрядного промежутка, завершающийся при последующем искровом пробое. Коронный разряд может возникнуть только тогда, когда отношение расстояния между электродами к радиусу кривизны поверхности коронирующего электрода больше определенной величины (для каждой данной геометрической конфигурации разрядного промежутка, а также данной плотности и природы газа). При меньшем значении этого отношения возникает непосредственно искровой разряд или в зависимости от условий опыта также и дуговой или тлеющий разряд. К описанному в этом параграфе типу разряда относятся все разряды с острием, с острых краев электродов, с шариков малого радиуса и т. д. В области применений газового разряда чаще всего приходится иметь дело с коронирующими электродами в виде цилиндрических проводов. Поэтому под коронным разрядом в

узком смысле слова понимают разряд, имеющий место в этом последнем случае. Наиболее простые количественные закономерности получаются тогда, когда второй электрод не коронирует и находится на очень большом расстоянии от коронирующего электрода или когда этот электрод представляет собой концентрический коронирующему проводу цилиндр. Последний случай мы и будем иметь в дальнейшем в виду, если не будем делать соответствующих оговорок.

При высоковольтной передаче электрической энергии, а также в отдельных частях высоковольтных машин, корона является вредной, так как ведет к потере мощности, вызываемой наличием коронных токов. Применение в качестве полезного фактора коронный разряд находит в электрофильтрах. В этом случае пользуются коронным разрядом между отрицательным коронирующим проводом и коаксиальными ему цилиндром или шестигранной призмой (трубчатый электрофильтр). Применяют также несколько одновременно коронирующих отрицательных проводов, натянутых по середине прямоугольной параллельной проводам камеры (камерный электрофильтр). Отрицательные ионы, образованные в коронном разряде, заряжают взвешенные в продуваемом через электрофильтр газе частицы дыма, пыли или распыленной в мелкие капельки жидкости (масляный туман, туман серной кислоты и т. д.). Часть тока переносится этими частицами и они оседают на стенках электрофильтра. Более подробное описание этих процессов читатель найдет во II-ом томе книги Энгеля и Штенбека, а также в специальной литературе [1, 9, 11, 12, 21, 23].

При изучении коронного разряда необходимо считаться с увеличением температуры и уменьшением плотности газа у коронирующего провода [7], сопровождаемыми некоторыми другими эффектами [16].

**§ 2. Корона постоянного тока между двумя концентрическими цилиндрами.** Вследствие потерь на высоковольтных линиях из-за коронного разряда, инженеры начали интересоваться этим видом разряда очень давно, когда в физике еще не было установлено ясных представлений о процессах, имеющих место в газовом разряде и в частности было еще очень неопределенным представление об ионизации газа. Поэтому в отношении коронного разряда укоренились некоторые специфические, не вполне соответствующие современной теории ионизации и разряда положения. Так как эти положения и представления, требующие значительных изменений, пронизывают собой всю литературу о коронном разряде, вплоть до самого последнего времени то мы считаем необходимым ознакомить с ними читателя и лишь затем подвести современную теоретическую базу под те количественные закономерности, которыми пользуются в отношении коронного разряда.

Для пробоя газового промежутка между плоскими электродами в атмосферном воздухе при нормальном атмосферном давлении, нужна разность потенциалов порядка 30 V на каждый сантиметр газового промежутка: в этой области кривая Пашена близка к наклонной прямой. Это обстоятельство было истолковано так: для пробоя нужна определенная напряженность поля  $E_k$  у электрода; при меньшей напряженности поля ионизация не происходит; в случае плоских электродов  $E_k$  составляет  $30 \frac{V}{см}$ . Отсюда возникло представление об *начальной напряжен-*

*ности поля* короны у коронирующего электрода. В цилиндрическом конденсаторе распределение поля дается формулами <sup>1)</sup>

$$V = V_a \frac{\ln \frac{r}{r_0}}{\ln \frac{R}{r_0}}, \quad (1)$$

$$E = \frac{E_0 r_0}{r} = \frac{V_a}{r \ln \frac{R}{r_0}}. \quad (2)$$

Здесь  $V$  и  $E$  потенциал и напряженность поля в данной точке на расстоянии  $r$  от оси цилиндрических электродов,  $V_a$  и  $R$  потенциал и радиус внешнего цилиндра. Потенциал внутреннего цилиндра принят за нуль.  $E_0$  — напряженность поля на поверхности внутреннего цилиндра,  $r_0$  — радиус этого цилиндра. Корона возникает, если  $E_0 \geq E_k$ . Так как с точки зрения излагаемой здесь старой теории короны ионизация происходит только при  $E > E_k$ , то область ионизации, т. е. светящийся чехол короны, с точки зрения этой теории может и должна простирается до такого расстояния от оси провода, на котором  $E = E_k$ . Распределение поля внутри чехла короны не уточнялось. Очень часто предполагалось, что коль скоро произошел пробой, напряжение, приходящееся на пробитый слой, упало до очень незначительной величины, а следовательно, и напряженность поля в этом слое небольшая <sup>2)</sup>.

Опыт показал, что начальная или критическая напряженность поля короны  $E_k$  зависит от радиуса провода и от плотности воздуха. Пик дал следующую, довольно хорошо оправдывающуюся на опыте, полуэмпирическую формулу для  $E_k$ :

$$E_k = 31,0\delta \left(1 + \frac{0,308}{\sqrt{\delta r_0}}\right) \frac{kV}{см}. \quad (3)$$

Здесь  $r_0$  — радиус коронирующего провода,  $\delta$  — плотность воздуха, отнесенная к плотности при нормальных условиях, как к единице. Различные авторы пользуются несколько различными значениями констант в этой формуле, лежащими, впрочем, в узких пределах <sup>3)</sup>.

Так как сила тока коронного разряда определяется прохождением тока через внешний слой короны, то для нахождения вольтамперной характеристики надо решить уравнение Пуассона

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (Er) = 4\pi\rho \quad (4)$$

для внешней области короны, выразив плотность пространственного заряда через силу тока и подвижность ионов. В случае двух концентри-

<sup>1)</sup> Можно получить непосредственно, интегрируя уравнение Лапласа  $\nabla^2\varphi = 0$ , определяющее электростатическое поле при отсутствии пространственных зарядов.

<sup>2)</sup> См. С. М. Брагин, А. Ф. Вальтер и Н. Н. Семенов, *Теория и практика пробоя диэлектриков*, стр. 89.

<sup>3)</sup> Теоретическое обоснование формулы (3), данное Таунсендом, см. там же стр. 23.

ческих цилиндров эта задача может быть легко решена до конца. Однако большинство авторов, исследовавших корону, в погоне за возможно простой формулой для характеристики коронного разряда, прибегают к различного рода упрощениям во время самого хода решения задачи, вместо того, чтобы предпринять упрощения в конечном результате. Не получая желательного совпадения между результатами теории и опыта, некоторые из них вводят в формулы характеристики произвольные изменения, превращающие эти формулы в чисто эмпирические<sup>[22]</sup>.

Устанавливая граничные условия при интегрировании, большинство авторов пренебрегают толщиной коронирующего слоя и падением потенциала в нем и полагают напряженность поля на границе слоя равной начальной напряженности короны  $E_k$ . Наиболее широкое распространение получила формула характеристики короны постоянного тока, данная Таунсендом. Так как упрощающими допущениями, положенными в основу ее вывода, приходится пользоваться при решении задачи в более сложных случаях (провод — плоскость и т. п.), то мы приводим здесь этот вывод полностью. Ход рассуждений при выводе таков. Пусть  $K$  — подвижность ионов соответствующего знака,  $\rho$  — плотность создаваемого ими пространственного заряда,  $I$  — ток с единицы длины коронирующего провода. Так как скорость передвижения ионов равна  $KE$ , то

$$I = 2\pi r \rho KE. \quad (5)$$

Таунсенд допускает, что искажение поля пространственными зарядами невелико. Если бы этого искажения совершенно не было, то  $rE$  согласно (2) было бы постоянным. Так как ток  $I$  не зависит от  $r$ , то, полагая в (5)  $rE = \text{const}$ , Таунсенд принимает  $\rho = \text{const}$  и, интегрируя уравнение Пуассона (4), получает<sup>1)</sup>:

$$\begin{aligned} d(Er) &= 4\pi\rho r dr, \\ Er - E_0 r_0 &= 2\pi\rho(r^2 - r_0^2). \end{aligned} \quad (6)$$

Пренебрегая  $r_0^2$  по сравнению с  $r^2$  заменяя  $E$  через  $\frac{dV}{dr}$  и интегрируя вторично от  $r_0$  до  $R$ , где  $R$  радиус внешнего цилиндра, находим, считая  $V=0$  при  $r=r_0$ :

$$V_a = \pi\rho(R^2 - r_0^2) + E_0 r_0 \ln \frac{R}{r_0}. \quad (7)$$

Пишем соотношение (5) для  $r=R$

$$I = 2\pi R \rho KE_R. \quad (8)$$

Полагаем согласно формулы (2) для напряженности поля, пользуясь формулами, справедливыми при отсутствии пространственных зарядов,

$$E_0 = E_k = \frac{V_k}{r_0 \ln \frac{R}{r_0}}, \quad E_R = \frac{V_a}{R \ln \frac{R}{r_0}}. \quad (9)$$

<sup>1)</sup>  $V$ ,  $E$ ,  $\rho$  — абсолютные величины потенциала, напряженности поля и плотности пространственного заряда.

Вставляем эти значения  $E_0$  и  $E_R$  в (7) и (8). находим из (8)

$$\rho = \frac{I \ln \frac{R}{r_0}}{2\pi K V_a}. \quad (10)$$

Вставляем это выражение  $\rho$  в (7), пренебрегаем  $r_0^2$  по сравнению с  $R^2$ , решаем относительно  $I$  и находим в качестве уравнения характеристики по Таунсенду:

$$I = \frac{2K(V_a - V_k)V_a}{R^2 \ln \frac{R}{r_0}}. \quad (11)$$

Согласно уравнению Таунсенда (11) зависимость  $I$  от  $V_a$  квадратичная. Положив  $u = \frac{I}{V_a}$ , находим уравнение „редуцированной характеристики“ в виде уравнения прямой:

$$u = \frac{2K}{R^2 \ln \frac{R}{r_0}} (V_a - V_k). \quad (12)$$

Построение редуцированной характеристики служит для проверки квадратичного хода изменения  $I$  с  $V_a$  и для определения  $V_k$  по точке пересечения прямой редуцированной характеристики с осью абсцисс.

Непосредственное определение  $V_k$  путем измерения той разности потенциалов между электродами, при которой чувствительный прибор начинает обнаруживать коронный ток, гораздо менее надежно. Вследствие небольших дефектов на поверхности провода на ней всегда могут быть отдельные участки с малым радиусом кривизны (случайные острия). Эти участки начинают коронировать при меньшей разности потенциалов, чем соответствует идеально гладкому цилиндрическому проводу. Поэтому начальная часть характеристики, снятая особо чувствительным прибором, часто имеет пологий искаженный ход.

Детальное сличение с опытом любой формулы характеристики короны, имеющей вид, подобный формуле (11), производится путем определения входящей в формулу величины подвижности  $K$  из соответствующих друг другу значений тока и напряжения и сравнения полученных данных с ранее известными величинами подвижности, определенными другим путем. Такое сравнение с опытом не дает хороших результатов ни для формулы Таунсенда, ни для любой из других приближенных формул, предложенных различными авторами. Это расхождение пытались объяснить тем, что при больших напряжениях, имеющих место в короне, подвижность  $K$  может иметь другое и притом большее значение, чем при тех сравнительно небольших напряжениях, при которых получены известные „табличные“ значения  $K$ . Фазель и Парсонс<sup>[23]</sup> пытались вывести формулу характеристики короны с учетом зависимости радиуса коронирующего чехла от разности потенциалов между электродами, положив  $a = r_0 + \beta(V - V_k)$ , где  $a$  — внешний радиус коронирующего слоя,  $\beta$  — константа, и в то же время продолжая придерживаться предположения, что на границе короны  $E = E_k$ . Однако, полученные из их фор-

мулы значения  $K$  еще больше расходятся с табличными данными. Точный результат интегрирования уравнения (4) для данного случая был указан Майром<sup>[24, 25]</sup>.

Определяя плотность пространственного заряда из соотношения

$$I = 2\pi r \rho K E \quad (14)$$

и вставляя в уравнение Пуассона (4), имеем:

$$\text{Erd}(Er) = \frac{2I}{K} r dr. \quad (15)$$

Интегрируя от  $r=r_0$ ,  $E=E_0$  до  $r$  и решая относительно  $E$ , находим:

$$\frac{dV}{dr} = E = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{2I}{K} (r^2 - r_0^2) + r_0^2 E_0^2}. \quad (16)$$

Интегрируя вторично от  $r_0$  до  $R$  и полагая  $V=0$  при  $r=r_0$ , находим:

$$V_a = E_0 r_0 \left\{ \sqrt{\frac{E_g^2}{E_0^2} (R^2 - r_0^2) + 1} - 1 + \frac{\sqrt{E_0^2 - E_g^2}}{2E_0} \ln \frac{(\sqrt{E_g^2 (R^2 - r_0^2) + E_0^2 r_0^2} - r_0 \sqrt{E_0^2 - E_g^2}) (E_0 + \sqrt{E_0^2 - E_g^2})}{(\sqrt{E_g^2 (R^2 - r_0^2) + E_0^2 r_0^2} + r_0 \sqrt{E_0^2 - E_g^2}) (E_0 - \sqrt{E_0^2 - E_g^2})} \right\}, \quad (17)$$

ЕкВ/см

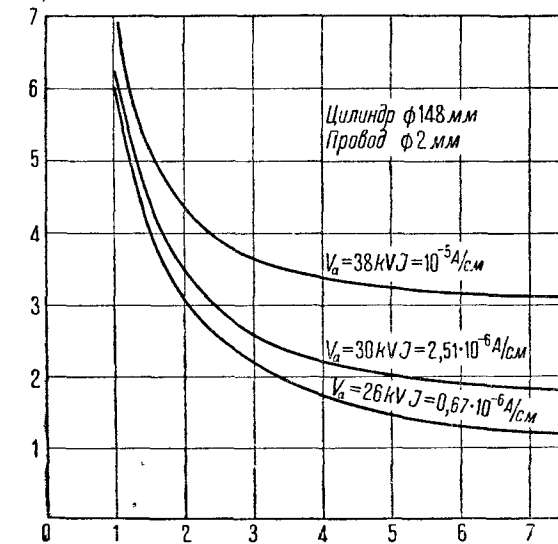


Рис. 184.

По мере увеличения силы тока  $I$ , правая часть кривой подымается все выше и наклон ее становится все меньше. При  $\frac{2I}{K} = E_0^2$ ,  $E$  было бы постоянным во всей внешней области короны и правая часть кривой

рис. 184 превратилась бы в горизонтальную прямую, что соответствует „искровой пробой“. При малых  $R$  „искровой пробой“ наступит еще раньше этого.

Приведенный выше вывод формул (16) и (17) все еще основан на предположениях старой теории: на границе чехла короны  $E = E_g$ ; радиус этого чехла очень близок к радиусу провода. С точки зрения современной теории разряда на границе чехла короны  $E$  должно равняться той напряженности поля, при которой при данных условиях (плотность и природа газа) начинается ионизация столкновениями 1-го рода и коэффициент  $\sigma$  перестает быть нулем. Обозначим эту напряженность поля через  $E_i$ , соответствующее расстояние от оси провода через  $r_i$ , потенциал при  $r = r_i$  через  $V_{r_i}$ . Так как внешняя область короны простирается от  $r = r_i$  до  $r = R$ , где  $R$  — радиус цилиндра, то нижний предел при интегрировании выражения (15) должен быть  $r = r_i$ ,  $E = E_i$ .

Вместо (16) получаем:

$$E = \frac{1}{r} \sqrt{\frac{2I}{K} (r^2 - r_i^2) + r_i^2 E_i^2}. \quad (18)$$

Второе интегрирование должно быть произведено от  $r = r_i$ ,  $V = V_{r_i}$  до  $r = R$ ,  $V = V_a$  и дает вместо (17):

$$V_a = V_{r_i} + E_i r_i \left\{ \sqrt{\frac{E_g^2}{E_i^2} (R^2 - r_i^2) + 1} - 1 + \frac{\sqrt{E_i^2 - E_g^2}}{2E_i} \ln \frac{(\sqrt{E_g^2 (R^2 - r_i^2) + E_i^2 r_i^2} - r_i \sqrt{E_i^2 - E_g^2}) (E_i + \sqrt{E_i^2 - E_g^2})}{(\sqrt{E_g^2 (R^2 - r_i^2) + E_i^2 r_i^2} + r_i \sqrt{E_i^2 - E_g^2}) (E_i - \sqrt{E_i^2 - E_g^2})} \right\}. \quad (19)$$

Для того чтобы найти  $r_i$  и  $V_{r_i}$ , необходимо найти распределение  $E$  и  $V$  в светящемся чехле короны. Некоторые качественные указания недавно сделаны в отношении этого распределения Роговским<sup>[10]</sup>. Исходя из теории Роговского, задачу можно решить и количественно<sup>[31]</sup>. Дадим это решение для случая отрицательного коронирующего провода. В чехле короны имеются свободные электроны и положительные ионы. На некотором расстоянии от оси провода  $r_n$  напряженность поля понижается настолько, что наравне с электронами появляются отрицательные ионы. Так как вследствие быстрого движения электронов соответствующий им пространственный заряд очень мал по сравнению с пространственным зарядом положительных ионов, то мы упрощаем задачу, принимая, что скорость движения электронов пропорциональна  $E$ . Подвижности электронов, положительных и отрицательных ионов и приходящейся на долю каждого рода частиц ток и плотность пространственного заряда, обозначим соответственно через  $K_e$ ,  $K_p$ ,  $K_n$ ,  $I_e$ ,  $I_p$ ,  $I_n$ ,  $\rho_e$ ,  $\rho_p$ ,  $\rho_n$ . Обычное соотношение (14) между током и плотностью пространственного заряда дает:

$$\rho = \rho_p - \rho_e - \rho_n = \frac{I}{2\pi r E K_p} - \frac{I_e}{2\pi r E K_e} - \frac{I_n}{2\pi r E K_n}, \quad (20)$$

так как общий разрядный ток

$$I = I_e + I_p + I_n.$$



Подстановка этого значения  $\rho$  в уравнение Пуассона (4) дает после умножения левой и правой части на  $r^2 E$ :

$$rEd(rE) = \left( \frac{2I_e}{K_e} - \frac{2I_p}{K_p} + \frac{2I_n}{K_n} \right) r dr. \quad (21)$$

Так как  $I_e < I_e + I_n$ , а  $K_e \gg K_p$ , то первым слагаемым правой части выражения (19) можно пренебречь по сравнению со вторым для всех  $r$  внутри чехла короны.

Обозначим через  $I_1$  ток электронов, выходящих из поверхности провода-катода. При  $r = r_0$ ,  $I = I_e + I_p$ , так как здесь, вследствие большой напряженности поля, отрицательных ионов нет и  $I_n = 0$ .

Вводя коэффициент  $\gamma$ , имеем:

$$I_1 = \gamma I_p = \gamma (I - I_1) \quad \text{или} \quad I_1 = I \frac{\gamma}{1 + \gamma}. \quad (22)$$

Подразумевая под  $\alpha$  те значения коэффициента  $\alpha$ , которые дает его экспериментальное определение по методу Таунсенда, не делающее различия между током электронов и отрицательных ионов, пишем закон нарастания лавины отрицательных частиц в виде

$$I_{e-}, I_n = I_1 e^{\int_{r_0}^r \alpha dr} = I \frac{\gamma}{1 + \gamma} e^{\int_{r_0}^r \alpha dr}. \quad (23)$$

Обозначим через  $b$  отношение тока, приходящегося при каком-либо  $r$  на долю отрицательных ионов, к общему току переносимому отрицательными частицами  $I_e + I_n$ ;  $b$  — функция  $r$ . Будем иметь:

$$b = \frac{I_n}{I_e + I_n}; \quad I_n = b(I_e + I_n) = I \frac{\gamma}{1 + \gamma} b e^{\int_{r_0}^r \alpha dr}. \quad (24)$$

Вставим эти значения  $I_e + I_n$  и  $I_n$  в (19), пренебрежем, как указано выше, первым членом правой части и введем обозначения:

$$A = \frac{2}{K_p}; \quad B = \frac{2\gamma}{(1 + \gamma) K_p}; \quad C = \frac{2\gamma}{(1 + \gamma) K_n}. \quad (25)$$

Получим:

$$rEd(rE) = -A r dr + B I e^{\int_{r_0}^r \alpha dr} \cdot r dr + C I b e^{\int_{r_0}^r \alpha dr} \cdot r dr. \quad (26)$$

1) Для той части чехла, где  $b$ , а следовательно,  $I_n$  равно нулю, из (26) легко получить уравнение, аналогичное исходному уравнению Роговского для плоской задачи (26) гл. XIII, а именно:

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dr} \left[ E \frac{d}{dr} (Er) \right] - \frac{\alpha}{2} E \frac{d}{dr} (Er) - \frac{\alpha I}{K_p} = 0$$

Интегрируя от  $r$  до  $r_0$ , находим:

$$r^2 E^2 = r_0^2 E_0^2 - AI(r^2 - r_0^2) + 2BI \int_{r_0}^r e^{\alpha r} r dr + 2CI \int_{r_n}^r b e^{\alpha r} r dr, \quad (27)$$

где  $u = \int_{r_0}^r \alpha dr$ , а  $r_n$  равно тому

расстоянию от оси провода, на котором напряженность поля упала настолько, что началось образование отрицательных ионов.

Вычисление  $E$  ведется по методу последовательных приближений. При обычных значениях  $I$  (до 100 000 CGSE или примерно 0,03 mA на продольный см коронирующего провода) второе приближение для  $E$  отличается от первого лишь в пятом знаке.  $E_0$ , являющееся константой интегрирования, определяется из условия устойчивости:

$$\gamma \left( e^{\int_{r_0}^R \alpha dr} - 1 \right) = 1.$$

На рис. 185 приведено распределение поля, подсчитанное для точки А характеристики, представленной на рис. 186. В этом случае  $r_0 = 0,05$  см;  $R = 7,4$  см;  $p = 736,3$  тор; газ — комнатный воздух нормальной влажности. На рис. 185 черные кружки дают распределение поля в цилиндрическом конденсаторе соответствующих размеров при отсутствии тока и  $V_\alpha = V_k$ . Белые кружки дают распределение поля при токе  $72 600 \frac{\text{CGSE}}{\text{см}}$ .

Из этих кривых видно, что при плотностях коронных токов, с которыми обычно приходится иметь дело на практике (электрофилтры), поле внутри чехла короны весьма мало отличается от поля цилиндрического конденсатора для  $V_\alpha = V_k$ . Точки, обозначенные на рис. 185 крестиками, подсчитаны для силы тока в десять раз больше. Таблица 1 дает значения потенциала в некоторых точках коронирующего слоя.

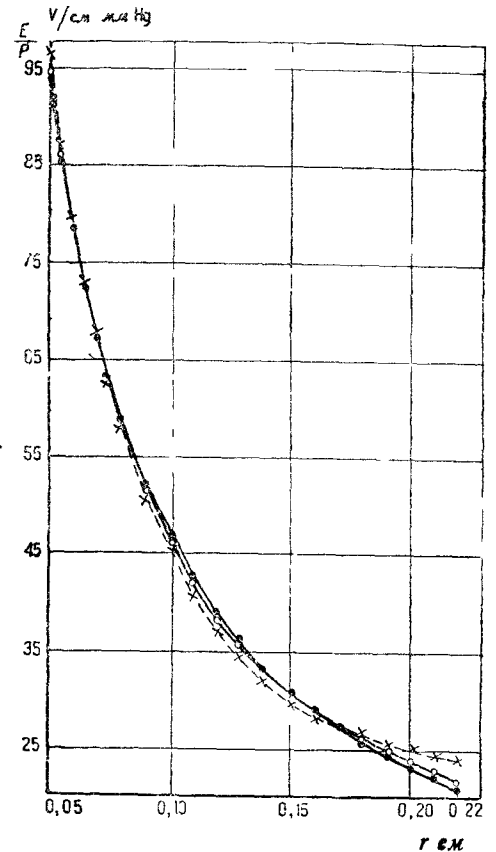


Рис. 185.

Как показывает эта таблица, внутри чехла короны имеется довольно большое падение потенциала, вопреки утверждению старой теории. Значения  $r_i$  и  $V_{r_i}$ , необходимые для пользования формулами (18) и (19), можно найти, строя кривые аналогичные кривым рис. 184, но, так как пространственные заряды искажают распределение поля в области чехла короны при обычных значениях коронного тока лишь незначительно, то для определения  $r_i$  и  $V_{r_i}$  можно принять за распределение поля в чехле короны распределение, соответствующее цилиндрическому конденсатору при отсутствии тока и  $V_a = V_k$ .

В таблице 2 приведены сравнительные значения  $K_n$ , вычи-

Таблица 1

Распределение потенциала  $V$  в коронирующем слое при радиусе цилиндра-анода  $R = 7,4$  см, провода-катода  $r_0 = 0,05$  см и силе тока  $I = 72\,600 \frac{CGSE}{см} = 2,42 \frac{mA}{m}$  (Потенциал анода  $V_a = 43,6$  кВ.)  $V_0$  — потенциал в тех же точках при  $I = 0$  (отсутствие пространственных зарядов) и  $V_a$  равном начальному напряжению короны для данного случая. Давление воздуха  $p = 736,3$  тора.

$r$ см	$V$ вольт	$V_0$ вольт
0,05	0,00	0,00
0,06	633,14	630,94
0,07	1167,5	1164,4
0,08	1629,6	1626,5
0,10	2401,4	2398,7
0,12	3030,4	3029,6
0,14	3561,5	3561,1
0,16	4021,8	4025,5
0,18	4429,0	4432,8
0,20	4794,9	4797,4
0,22	5128,3	5127,2

Радиус коронирующего слоя  $r_b = 0,2165$

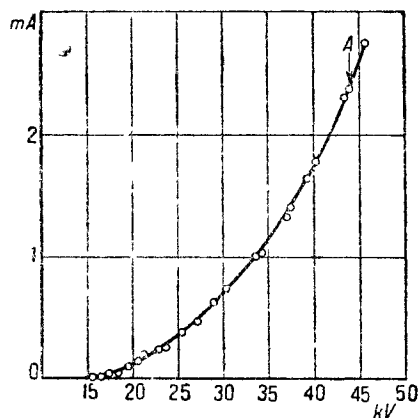


Рис. 186.

сленные по формулам (17) и (19) для разных значений  $E_g \cdot r_i$  принято при этом равным  $0,2$  см, а  $I$  определялось по  $V_a$  из экспериментальной характеристики.

В последнем столбце таблицы приведены значения  $K_n$ , определенные из формулы Таунсенда (11). Как видим, поправка, вносимая применением формулы (19) вместо формулы (17) и учитывающая конечную толщину коронирующего слоя, оказывается равной всего лишь  $2-3\%$ . Так как (17) и (19) дают значения  $K_n$  очень близкие к „табличным“, то отсюда следует также, что отступления значений  $K_n$ , получаемых при применении формулы Таунсенда в случае воздуха нормальной влажности происходят не от пренебрежения конечной толщиной коронирующего слоя и не вследствие зависимости  $K_n$  от напряженности поля [то же делаем и применяя формулу (17)], а от неточности, допущенной при выводе самой формулы (11).

Результаты подсчета подвижности отрицательных ионов по различным формулам характеристики короны между двумя концентрическими цилиндрами ( $R = 7,4$  см;  $r_0 = 0,05$  см;  $p = 736,3$  тор)

По формуле (17)				По формуле (19)			По формуле Таунсенда (11) $V_k = 17,3$ кВ, $V_a$ — второго столбца
$E_s^2$	$V_a$ кВ	$\frac{I}{CGSE}$ $\frac{см}{см}$	$\frac{K_n}{см/сек}$ $\frac{V/см}{V/см}$	$V_a$ кВ	$\frac{I}{CGSE}$ $\frac{см}{см}$	$\frac{K_n}{см/сек}$ $\frac{V/см}{V/см}$	$\frac{K_n}{см/сек}$ $\frac{V/см}{V/см}$
100	31,74	26 528	1,77	31,59	26 087	1,74	2,37
150	35,97	40 577	1,80	35,70	39 572	1,71	2,47
200	39,78	56 203	1,87	39,54	55 027	1,83	2,57

Применение формулы (17) получает теоретическое обоснование, заключающееся в том, что у поверхности провода напряженность поля  $E_0$  действительно близка к „начальной“ напряженности короны  $E_k$  независимо от величины тока  $I$ , а пространственные заряды в чехле лишь незначительно искажают распределение поля в чехле <sup>1)</sup>. Приводим еще таблицу, иллюстрирующую изменение толщины коронирующего слоя с увеличением силы тока.

Таблица 3

Увеличение радиуса коронирующего слоя с возрастанием напряжения и силы коронного тока  $I$  ( $R = 7,4$  см;  $r_0 = 0,05$  см).

$I$ $\frac{CGSE}{см}$	$I_n = 0$ $r_n$ см	$I_n = I$ $r_b$ см
0	0,1306	0,2137
72 600	0,1299	0,2165
726 000	0,1247	0,3841

§ 3. Корона постоянного тока при одном коронирующем проводе и при любом сечении второго цилиндрического электрода. В общем случае решения, соответствующего формуле (17), дать нельзя, как это видно, например, из работы Майра <sup>[24]</sup>. Для того чтобы использовать намеченный им метод до конца, помимо ряда математических затруднений, нужно знать геометрическую конфигурацию поля (форму и расположение силовых линий), а эта конфигурация наперед неизвестна — за исключением случаев двух концентрических цилиндров или шаров, когда из условий симметрии ясно, что силовые линии прямые.

<sup>1)</sup> Так как пользование формулой (17) очень громоздко, Майр <sup>[24]</sup> несколько упрощает ее и дает графический метод подсчета.

Дейтш<sup>[27]</sup> решает задачу приближенно, на подобие вывода формулы (11) Таунсендом. Дейтш полагает, что при не слишком больших токах конфигурацию силовых линий поля можно считать такой же, как и при отсутствии тока. В уравнении Пуассона (4) Дейтш, так же как Таунсенд, полагает плотность пространственного заряда постоянной вдоль отдельной силовой линии и приводит уравнение (4) к виду:

$$F \frac{d\vartheta}{dn} = 4\pi\rho, \quad (28)$$

где  $F$  — напряженность поля, которая имела бы место при отсутствии пространственного заряда и том же  $V_a$ ;  $\vartheta$  — отношение действительной напряженности поля  $E$  к  $F$ ;  $dn$  берется вдоль силовой линии.

Дейтш интегрирует уравнение (28) два раза и в результате находит соотношение:

$$j_s = -\frac{KF}{4\pi L}(V_a - V_k), \quad (29)$$

где

$$L = \int_0^{V_E} \frac{\varphi d\varphi}{F^2}. \quad (30)$$

$j_s$  — плотность тока у поверхности второго электрода в том месте, где эту поверхность пересекает данная силовая линия.  $V_E$  — потенциал коронирующего провода при потенциале второго электрода равном нулю.  $\varphi$  — потенциал в данной точке силовой линии, а  $F$  — напряженность поля в той же точке; как то, так и другое берется при отсутствии пространственного заряда. При применении к отдельным конкретным случаям вместо  $\varphi$  и  $F$  в  $L$  подставляются их выражения, найденные для соответствующей электростатической задачи по методу конформных отображений. Затем по точкам строится кривая зависимости  $j_s$  от координаты  $s$ , отсчитываемой по второму электроду в плоскости сечения перпендикулярной к коронирующему проводу. Наконец, находится ток  $I$  путем вычисления интеграла  $\int j_s ds$  в соответствующих пределах. Таким путем Дейтш вывел формулу характеристики короны: 1) для случая — провод — плоскость:

$$I = \frac{0,78K}{H^2 \ln \frac{2H}{r_0}} V_a (V_a - V_k), \quad (31)$$

где  $H$  — расстояние от провода до плоскости.

2) Для случая — провод на равном расстоянии  $H$  между двумя плоскостями:

$$I = \frac{1,23K}{H^2 \ln \frac{4H}{\pi r_0}} V_a (V_a - V_k). \quad (32)$$

3) Для случая  $n$  проводов радиуса  $r_0$  на равном расстоянии между двумя плоскостями и на расстоянии  $d$  один от другого:

$$I = n \frac{4\pi^2 AK}{d^2 \left( \frac{4H}{d} - \ln \frac{2\pi r_0}{d} \right)} V_a (V_a - V_k). \quad (33)$$

Константу  $A$  в этой формуле приходится подсчитывать отдельно для каждого данного значения  $H$  и  $d$ . При применении этих формул приходится пользоваться такими же повышенными значениями подвижности  $K$ , как и в случае формулы Таунсенда, что неудивительно, так как последняя также вытекает из формул (29) и (30). Совпадение вычисленных и наблюдаемых величин тока при соответствующем  $K$  хорошее и практически вполне достаточное. Такое совпадение объясняется тем, что ошибки, допускаемые при допущении статического поля и наличия подобранной к этому полю постоянной плотности пространственного заряда, взаимно компенсируют друг друга. Таким образом в отличие от других видов разряда в случае коронного разряда мы обладаем достаточно подходящими для практических применений формулами характеристики.

Как показал Сато<sup>[28]</sup>, распределение потенциала во внешней области коронного разряда может быть определено экспериментально путем снятия вольтамперной характеристики зонда, помещенного в область униполярного тока. В этом случае зонд представляет собой цилиндрический провод, на который подается напряжение порядка ожидаемого в данной точке потенциала. Диаметр провода-зонда не должен быть слишком велик, чтобы потенциал в газе можно было считать постоянным во всех точках, занятых при измерении зондом. Этот диаметр не должен быть и слишком мал, чтобы зонд не коронировал. Пусть мы имеем дело с отрицательной короной. Около зонда существует поле цилиндрического конденсатора; напряженность этого поля пропорциональна разности между потенциалом зонда  $V_s$  и потенциалом пространства при отсутствии зонда. При  $V_s > 0$  отрицательные ионы, двигаются из газа по направлению к зонду и в цепи последнего возникает ток. Вследствие отсасывания ионов зондом концентрация их около зонда уменьшается. Поэтому при установившемся режиме зондового тока движение электронов к зонду совершается не только под действием добавочного электрического поля, созданного зондом, но и вследствие диффузии. Обозначая через  $Q$  заряд на единице длины зонда, через  $D$  коэффициент диффузии ионов, через  $K$  их подвижность, мы можем написать для тока на единицу длины зонда:

$$I_s = eD \frac{dn}{dr} + \frac{2QeK}{r} n, \quad (34)$$

где  $n$  — концентрация ионов.

При большой разности потенциалов  $V_s$  можно пренебречь первым членом правой части выражения (34) по сравнению со вторым. Вольт-амперная характеристика зонда превращается в этом случае в прямую линию  $BC$  на рис. 187. При малом  $V_s$  ход характеристики более сложный — кривая  $AB$ . Точка пересечения  $O$  продолжения прямолинейной части характеристики с осью абсцисс, соответствующая  $V_s = 0$ , дает нам потенциал пространства в месте расположения зонда<sup>1)</sup>.

Приведенный здесь вывод относится к короне на отрицательном проводе. Аналогично обстоит дело и в случае положительного коронирующего провода.

<sup>1)</sup> Здесь приведена упрощенная теория зонда Сато. Более строгое изложение см. в оригинальной работе Сато<sup>[28]</sup>.

§ 4. Случай двух коронирующих проводов. Так как в настоящее время в технике поднят вопрос о передаче энергии при помощи высоковольтных линий постоянного тока, то приобретает практический интерес вопрос о потерях на корону в случае двух коронирующих проводов [33, 34]. Самый процесс коронного разряда в этом случае надо представить себе так. Около отрицательно заряженного провода имеют место те же явления, что и в обычной отрицательной короне. Отрицательные ионы, пройдя вдоль силовой линии к положительно заряженному электроду и попадая в достаточно сильное поле, распадаются при столкновениях.

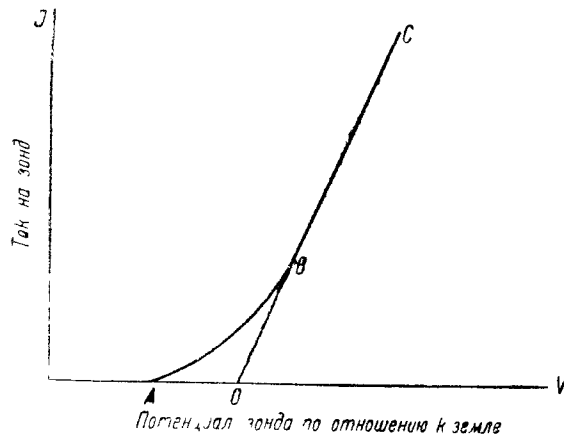


Рис. 187.

Освобожденные, таким образом, электроны образуют лавину, пробегающую коронирующий слой около положительного электрода. В этом слое лавина электронов образует положительные ионы, направляющиеся вдоль силовой линии к отрицательному коронирующему проводу. В каждой точке силовой линии налицо результирующий пространственный заряд, плотность которого равна разности абсолютных значений плотности зарядов положительных и отрицательных ионов  $\rho_p - \rho_n$ . Подсчет имеющих в этом случае место соотношений между токами положительных и отрицательных ионов с учетом нарастания обеих лавин электронов в чехле короны у отрицательного и положительного провода приводит к равенству:

$$\rho_p = a \frac{K_n}{K_p} \rho_n, \quad \text{где } a = e^{\int \sigma dx} - 1, \quad (35)$$

а интеграл взят вдоль силовой линии поля в чехле короны у положительного провода.

Применяя к случаю двух коронирующих параллельных проводов описанный в прошлом параграфе метод решения задачи, данный Дейтшем для короны одного знака, приходим вместо уравнения (28) к уравнению:

$$F \frac{d^3}{dn} = 4\pi(\rho_p - \rho_n) = 4\pi \rho_n \left(1 - a \frac{K_n}{K_p}\right), \quad (36)$$

и, вместо соотношения Дейтша (29), к формуле:

$$|j_s| = \frac{K_n(1+a)F_s \left(\frac{V_a}{2} - \frac{V_k}{2}\right)}{4\pi \left(1 - a \frac{K_n}{K_p}\right) L_1} \quad (37)$$

где

$$L_1 = \int_0^{V_s} \frac{E}{F^2} d\epsilon, \quad (38)$$

и  $F_s$  — напряженность поля в точке пересечения данной силовой линии с плоскостью, проведенной параллельно обоим коронирующим разноименным проводам на середине расстояния между ними, при отсутствии пространственных зарядов. Интеграл (38) берется от этой средней плоскости до отрицательного коронирующего провода. Обозначая через  $A$  некоторое среднее для различных силовых линий значение коэффициента  $\frac{1+a}{a \frac{K_n}{K_p} - 1}$ , находим для полного тока

$$I = \frac{A \cdot 0,78 K_n V_a (V_a - V_k)}{4H^2 \ln \frac{2H}{r_0}}, \quad (39)$$

где  $H$  — половина расстояния между проводами, т. е. получаем все в том же приближении, как и в предыдущем параграфе, квадратичную формулу для зависимости коронного тока от разности потенциалов между двумя коронирующими проводами.

В весьма кратко приведенном здесь выводе не учитывается рекомбинация ионов противоположного знака. Можно было бы предполагать, что рекомбинация изменит существенно вид формулы (39). Экспериментальное определение характеристики двух коронирующих проводов показывает, однако, что формула типа (39) выражает зависимость тока от  $V_a$  не хуже, чем формула Таунсенда или формула Дейтша в соответствующих случаях. Зависимость от  $H$  и  $r_0$  оказывается также приблизительно верной<sup>1)</sup>.

§ 5. Потери на корону переменного тока. Задача вывода характеристики короны переменного тока чрезвычайно сложна [30]. За время одного полупериода ионы какого-либо данного знака не успевают дойти до противоположного электрода. Во внешней области короны происходит своеобразное колебание пространственных зарядов вдоль силовой линии. Так как вопрос о потерях на корону на высоковольтных линиях передачи электрической энергии при помощи переменного тока весьма актуален, то для учета потерь на корону переменного тока предложен ряд эмпирических и полумпирических формул. Мы не будем здесь касаться этого вопроса ближе и лишь приведем нашедшие наибольшее распространение формулы, дающие мощность короны на 1 км двух параллельных проводов переменного тока  $U$  в kW: 1) формула Пика

$$U = \frac{1,22}{10^3} (n + 25) (V - V_k)^2 \sqrt{\frac{a + \frac{6}{D} + 0,04}{D}}, \quad (40)$$

<sup>1)</sup> Изложено по находящейся в подготовке к печати работе автора этой книги и студента Копытова.

где  $n$  — частота переменного тока,  $a$  — радиус каждого провода в см,  $D$  — расстояние между проводами в см,  $V_k$  — константа, стоящая в связи с начальным напряжением короны (эффективным),  $V$  — действительно имеющая место эффективная разность потенциалов между проводами. Для определения  $V_k$  пользуются формулой

$$V_k = a \ln \frac{D}{a} 42,3 \left( 1 + \frac{0,3}{\sqrt{a}} \frac{1}{1 + 230a^2} \right). \quad (41)$$

2) Формула Хольма<sup>[35]</sup>

$$U = \frac{1,64}{9 \cdot 10} n V (V - V_k) \left[ \frac{1}{\ln \frac{D}{L}} - \frac{1}{\ln \frac{D}{a}} \right], \quad (42)$$

где  $V_k$  — „начальное напряжение“ короны, а  $L$  — характеризует среднее расстояние колеблющихся зарядов от каждого из проводов, вычисляемое по формуле:

$$L^2 = \frac{3 \cdot 10^3 V \arccos \frac{V_k}{V}}{2 \sqrt{2} \pi n \ln \frac{D}{a}}. \quad (43)$$

Из лабораторных исследований короны переменного тока укажем на появившуюся в 1936 году работу Гувера<sup>[14]</sup>. Исследуя корону переменного тока между проводом и concentричным цилиндром большого диаметра, Гувер обнаружил наличие постоянной составляющей коронного тока. С изменением эффективной разности потенциалов между электродами знак этой постоянной составляющей менялся на противоположный, в зависимости от преобладания ионов того или другого знака (см. также<sup>[32]</sup>). Ко всей главе<sup>[4,5,6,15,17,18,19,20,26]</sup>.

## ГЛАВА ВОСЕМНАДЦАТАЯ

### РАЗРЯДЫ С ПОСТОРОННИМ ИСТОЧНИКОМ ВОЗБУЖДЕНИЯ

§ 1. Разряды с интенсивной фотоэлектрической эмиссией на катоде. Разрядами с посторонним возбуждением мы условимся называть такие случаи разряда, которые, вследствие усиленного выделения электронов на катоде, не подходят по своим свойствам под обычное понятие тихого разряда, а от различных видов самостоятельного разряда отличаются тем, что прекращение дополнительной или „посторонней“ ионизации на катоде ведет к прекращению разряда или переходу его в совершенно другую форму. Сюда относятся, прежде всего, разряды с усиленным фотоэффектом на катоде, имеющие место в так называемых газовых фотоэлементах<sup>[21]</sup>. В фотоэлементах этого типа ток по сравнению с вакуумными фотоэлементами усиливается благодаря образованию таунсендовской лавины электронов, согласно формуле (см. гл. XIII):

$$i = i_0 \frac{e^{\gamma d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}. \quad (1)$$

Как видно из этой формулы, разрядный ток зависит, с одной стороны, от числа электронов, выделяющихся на катоде под действием света, с другой — от величины коэффициентов  $\alpha$  и  $\gamma$  и, следовательно, от напряженности поля и давления газа. Так как поле в газонаполненном фотоэлементе никогда не бывает равномерным из-за более или менее сложной геометрической конфигурации, то формула (1) дает лишь очень грубое приближение. Кроме того, оценивая  $n_0$  число электронов, покидающих катод, необходимо учитывать эффект обратной диффузии электронов, описанный в главе XIII<sup>[27]</sup>.

Если при одной и той же напряженности поля — одной и той же разности потенциалов между плоскими электродами — постепенно увеличивать давление газа, начиная от нуля, то разрядный ток сперва увеличивается, проходит через максимум и затем убывает. Это явление называется „эффектом Столетова“ и объясняется на основе теории Таунсенда тем, что коэффициент  $\alpha$  при изменении давления проходит через максимум. Найдем условия этого максимума. Согласно Таунсенду зависимость  $\alpha$  от напряженности поля  $E$  и от давления газа  $p$  такова, что  $\frac{\alpha}{p}$  является функцией  $\frac{E}{p}$ , т. е.

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) \quad \text{или} \quad \alpha = p f\left(\frac{E}{p}\right). \quad (2)$$

Ищем максимум  $\alpha$ , приравнявая нулю производную от  $\alpha$  по  $p$ :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial p} = p \frac{\partial f\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial p} + f\left(\frac{E}{p}\right) = 0,$$

или

$$p \frac{\partial f\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial\left(\frac{E}{p}\right)} \cdot \frac{\partial\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial p} + f\left(\frac{E}{p}\right) = 0.$$

Но так как

$$f\left(\frac{E}{p}\right) = \frac{\alpha}{p} \quad \text{и} \quad \frac{\partial\left(\frac{E}{p}\right)}{\partial p} = -\frac{E}{p^2},$$

то имеем:

$$-\frac{\partial\left(\frac{\alpha}{p}\right)E}{\partial\left(\frac{E}{p}\right)p} + \frac{\alpha}{p} = 0, \quad \frac{\alpha}{\frac{E}{p}} = \frac{\partial\left(\frac{\alpha}{p}\right)}{\partial\left(\frac{E}{p}\right)}. \quad (3)$$

Если построить кривую, изображающую зависимость  $\frac{\alpha}{p}$  от  $\frac{E}{p}$  при постоянном  $E$  (рис. 188) и провести касательную  $OM$  из начала координат, то точка касания  $M$  как раз удовлетворит равенству (3).

При пользовании газонаполненным фотоэлементом необходимо оставаться в области несамостоятельного разряда, так как иначе ток не будет зависеть от освещения. Кроме того, усиленная бомбардировка положительными ионами при самостоятельном разряде разрушает сенсibilизированный или сложный катод. Поэтому вопрос о переходе разряда в самостоятельный или о потенциале зажигания разряда в условиях более или менее значительного фототока с катода имеет при изготовлении газонаполненных фотоэлементов и при пользовании ими весьма актуальное значение. Согласно теории Таунсенда, потенциал зажигания не зависит от величины фототока с катода, так как величины  $n_0$  или  $i_0$  в условии возникновения самостоятельного разряда не входят. Между тем, в действительности дело обстоит несколько иначе, как это показали впервые исследования Кемпбелла<sup>[1, 22]</sup>. Результаты измерений Кемпбелла представлены кривыми рис. 189. По оси абсцисс отложена разность потенциалов между плоскими электродами, по оси ординат — логарифм тока несамостоятельного разряда. Различные кривые тока соответствуют различной интенсивности освещения катода. Жирная кривая с правой стороны соответствует началу самостоятельного разряда. Как видно из этих кривых, потенциал зажигания разряда тем ниже, чем больше несамостоятельный ток, а следовательно, и чем больше интенсивность освещения катода и число фотоэлектронов с единицы поверхности. Измерения Кемпбелла произведены с катодом, покрытым слоем металлического калия.

Понижение потенциала зажигания самостоятельного разряда, при освещении катода и вообще при наличии электронной эмиссии с катода, происходит вследствие искажения поля пространственными зарядами. Количественно это явление охватывается теорией Роговского<sup>[9, 11, 13, 14, 23]</sup>. Зейтс и Фукс показали, что в некоторых случаях  $V_z$  при освещении увеличивается<sup>[15]</sup>. Показать элементарным путем, что потенциал зажи-

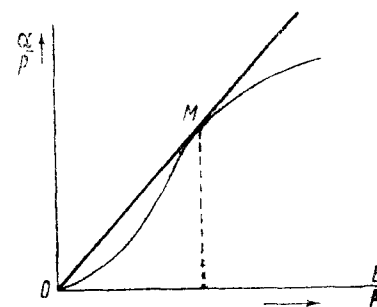


Рис. 188.

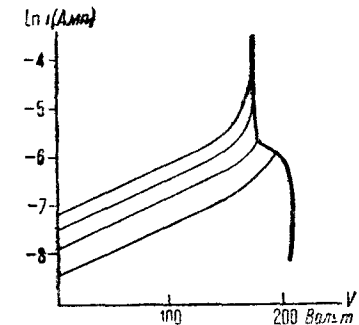


Рис. 189.

гания  $V_z$  должен быть меньше в случае наличия эмиссионного тока  $i_0$  с катода, чем при отсутствии такого тока можно так. При  $n_0 = 0$  условие возникновения самостоятельного разряда имеет вид:

$$\gamma \left( e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right) = 1. \quad (4)$$

При  $n_0 \neq 0$ , можем написать для полного тока с катода  $i_1 = n_1 e$ , состоящего из  $i_0 = n_0 e$  плюс ток электронов, освобожденных из катода положительными ионами:

$$n_1 = n_0 + \gamma n_1 \left( e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right).$$

Отсюда имеем:

$$\gamma \left( e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right) = 1 - \frac{n_0}{n_1}. \quad (5)$$

Для того чтобы было удовлетворено условие (5), нужно меньшее значение интеграла в показателе в левой части, чем в случае условия (4). Между тем при одинаковых  $n_1$  плотность положительного пространственного заряда в каждой точке разрядного промежутка, а следовательно, и распределение поля при одной и той же разности потенциалов будет одно и то же. Чтобы получить меньшее значение  $\int_0^d \alpha dx$ , нужно меньшее значение напряженности поля  $E$  в каждой точке, а следовательно, и меньшая разность потенциалов. Поэтому  $V_z$ , удовлетворяющее условию (5), будет меньше, чем разность потенциалов, удовлетворяющая условию (4).

$V_z$  уменьшается не только при наличии фототока, но также и термоионной эмиссии с катода, как показывает кривая рис. 190<sup>[29]</sup>.

Несамостоятельный разряд при цилиндрических электродах и переходные формы к самостоятельному разряду используются в счетчиках Гейгера. За последнее время этот специальный вид разряда имеет свою литературу<sup>[7, 8, 12]</sup>.

При усиленном освещении катода, чувствительного к фотоэффекту, параметры разряда зависят от освещенности катода также и при напряжении на трубке большем, чем  $V_z$ . В этом случае мы имеем дело как бы с одновременным существованием самостоятельного и несамостоятельного разряда<sup>[10, 28]</sup>. При использовании несамостоятельного разряда для усиления фототока в газонаполненных фотоэлементах существенно, насколько быстро сила тока следует изменениям освещенности катода, т. е. какова инерционность фотоэлемента. В фотоэлементах, наполненных аргоном, основной причиной инерционности является конечное время развития электронных лавин<sup>[23, 24]</sup>.

§ 2. Разряды с раскаленным катодом. Описывая переход из тлеющего разряда в дуговой, мы установили, что с повышением температуры катода и началом термоионной эмиссии катодное падение начинает уменьшаться. Если взять разряд, в котором катод подогревается не ударами положительных ионов, а каким-либо иным способом, например, пропуская через тело катода электрического тока, то с началом термоионной эмиссии условия разряда меняются совершенно таким же образом, катодное падение  $V_k$  и в этом случае уменьшается и мы имеем дело с переходной формой разряда. Разряды с подогретым катодом отличаются большой плотностью тока, малым катодным падением и потенциалом зажигания, лежащим много ниже, чем у разряда с холодными

электродами. Чтобы получить такого типа разряд при не слишком высоких температурах катода, используют усиленную эмиссию оксидных катодов. При более или менее заметной эмиссии с катода переход разряда из несамостоятельного в самостоятельный теряет свою скачкообразность и с увеличением эмиссионного тока становится все более постепенным и плавным. Таким образом отнесение разряда с искусственно раскаленным катодом к типу несамостоятельных разрядов в значительной степени условно.

Ленгмюр<sup>[31]</sup> исследовал разряды с раскаленным катодом в парах ртути с точки зрения наблюдаемых в них пространственных зарядов и распределения скоростей среди электронов. Построив трубку с раскаленной вольфрамовой нитью в качестве катода, холодным анодом и раз-

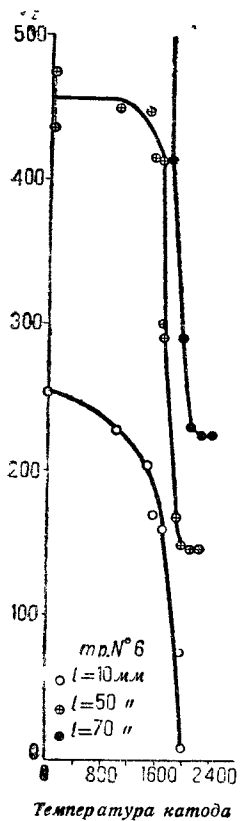


Рис. 190.

личной формы зондами, снимая характеристики зондов и применяя свою „теорию зондов“, Ленгмюр нашел, что при разряде с искусственно накаленным катодом весь газ в разрядном промежутке представляет собой „плазму“. От катода и от анода плазма отделена переходными тонкими слоями, которые мы в теории зондов назвали слоями пространственного заряда. В этих условиях Ленгмюр обнаружил в плазме при низких давлениях газа три рода электронов. „Первичные“ или „быстрые“ электроны эмитируются катодом, приобретают большие скорости, проходя в катодном слое катодное падение погониала, и лишь постепенно теряют эти скорости при столкновениях с атомами или молекулами в плазме. При низком давлении движение первичных электронов поступательное в направлении прочь от катода, но на это поступательное движение наложено движение беспорядочное с максвелловским распределением скоростей. „Вторичные электроны“ представляют собой по Ленгмюру первичные, рассеянные во все стороны. Скорость их беспорядочного теплового движения все еще велика. „Медленные“ или „остаточные“ электроны — третья группа электронов с меньшей средней скоростью теплового движения, образовавшаяся в результате ионизации частиц газа первичными электронами. Эти три группы электронов Ленгмюр обнаружил путем внимательного анализа характеристик зонда. Приводим на рис. 191 кривые, соответствующие одному частному случаю, наблюдаемому Ленгмюром, в одной из его первых работ в этой области.

Три отдельные ветви кривой на этом чертеже соответствуют трем различным масштабам по оси ординат (ток на зонд), находящимся между собой в отношении 0,01:0,1:1. Пунктирные линии  $MA$  и  $M'A'$  соответствуют ионному току, который приходится вычитать из общего тока, чтобы получить чистый электронный ток. За нуль принят потенциал анода. Кривые относятся к потенциалу катода — 50 В, давлению паров ртути при 0°С (0,23 бара по Ленгмюру), разрядному току в 10 мА и расстоянию плоского зонда (круглый диск 1,1 см диаметра) от катода в 3 см. Зонд начинает заметно улавливать электроны при потенциале — 59 В. Заметное число электронов оказывается имеющим скорости между 52 и 59 В, несмотря на ускоряющее поле лишь в 50 В. При потенциале зонда около 40 В (точки  $N$  и  $N'$ ) все первичные электроны улавливаются зондом, и получается своего рода ток насыщения, экстраполяция которого дает пунктирную линию  $N'B$ . Средняя скорость

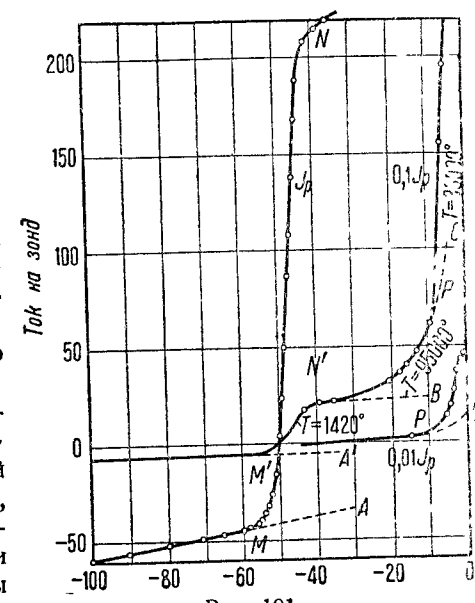


Рис. 191.



первичных электронов оказалась равной приблизительно 47 V. Вычитая из ординат кривой ординаты соответствующих точек прямой насыщения *B*, Ленгмюр находит ток, соответствующий вторичным электронам. Логарифм этого тока дает прямую линию в пределах потенциала зонда от —30 до —12 V (линия *D*, рис. 192). После —12 V на ток вторичных электронов начинает накладываться ток „медленных“ электронов. Чтобы найти значения этого тока, Ленгмюр экстраполирует прямую *D* на логарифмическом чертеже рис. 192 и наносит соответствующую ей пунктирную линию *PC* на чертеже рис. 191. Вычитание ординат этой линии из ординат кривой общего тока дает ток медленных электронов — прямая *E* на логарифмическом чертеже рис. 192. Наклон прямых приводит к таким температурам беспорядочного движения электронов: первичные —

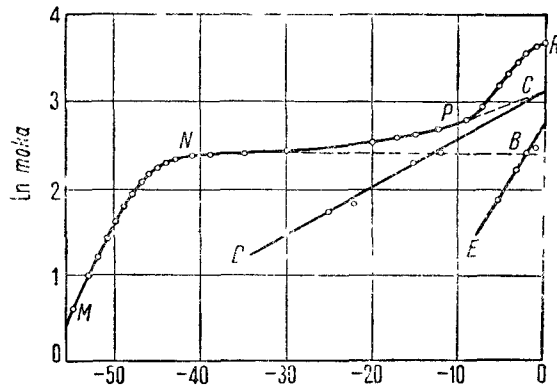


Рис. 192.

1420° K; вторичные — 95 000° K; медленные — 33 000° K.

Так как очень трудно понять каким образом при статистическом равновесии могут одновременно существовать три группы электронов с различными средними скоростями, то справедливость заключений, сделанных Ленгмюром из хода наблюдаемых им характеристик, оспаривалась некоторыми авторами. Эти авторы пытались объяснить изломы

в характеристике, наблюдавшиеся Ленгмюром и другими исследователями, как следствие неправильной экстраполяции ионного тока по прямой. Однако это возражение не исчерпывает вопроса. С одной стороны, предлагаемая экстраполяция по параболе не приводит к однозначным результатам, с другой, есть наблюдения зондовых характеристик, имеющих излом вблизи катода, где естественно ожидать наличия группы быстрых электронов, и теряющих этот излом по мере удаления от катода [26].

Что же касается остальных двух групп вторичных и медленных электронов Ленгмюра, то осторожнее и, повидимому, ближе к действительности толковать дальнейшие изломы характеристики не как наличие двух групп с различной средней скоростью максвелловского распределения, а просто как распределение, отличающееся от максвелловского.

Температуры электронов в опытах Ленгмюра и его школы оказались очень сильно зависящими от условий опыта. Так, в той же трубке, опыт с которой описан выше и при тех же 50 V ускоряющего потенциала, но при давлении ртути в 1,6 бара (20° C) и эмиссионном токе с катода 30 mA электроны начали попадать на зонд при —90 V. Температура первичных электронов оказалась равной 56 000° K; средняя скорость их поступательного движения — 36 V (или 14 V потери ско-

рости). Температура вторичных электронов оказалась равной 35 000° K и температура медленных 15 600° K.

Ленгмюр задается вопросом: каким образом создается максвелловское распределение скоростей, соответствующее столь высоким температурам, причем контрольные опыты показывают, что это распределение в пучке электронов создается внутри газа на пути порядка менее 1 см. В первых работах Ленгмюра вопрос этот остается нерешенным, так как все перебираемые Ленгмюром возможные факторы, могущие привести к такому распределению, отпадают при количественном рассмотрении задачи (столкновения с молекулами, с электронами, со световыми квантами). Позднее (1929 г.) появилась работа, совместно сделанная Ленгмюром и Тонксом<sup>[4]</sup>, в которой устанавливается существование в плазме особого рода высокочастотных колебаний, возникновение которых Ленгмюр объясняет следующим образом. Так как вследствие малой массы скорость теплового движения, а также скорость передвижения в электрическом поле для электронов много больше, чем для ионов, то ионы можно рассматривать как неподвижные по отношению к электронам. Если все электроны получат какой-либо толчок, выводящий их из положения равновесия, то отрицательный пространственный заряд окажется смещенным по отношению к положительному. Между ними возникнет сила, которая оказывается квазиупругой, т. е. увеличивающейся прямо пропорционально отклонению от положения равновесия. В результате такой силы возникнет гармоническое колебание отрицательного пространственного заряда. Колебания, возникающие в плазме, не следует смешивать с описанными в следующем параграфе колебаниями в низковольтной дуге, вызванными существованием внешнего контура электрической схемы разряда и колебаниями потенциала анода в зависимости от колебаний тока. Как подчеркивает Ленгмюр, колебания плазмы совершенно не зависят от *L*, *C* и *R* контура. Элементарная их теория такова. Пусть некоторое количество электронов в плазме смещено в направлении оси *X* на некоторое расстояние, причем смещение отдельных электронов является функцией  $\xi(x)$  координаты *x*. Пусть на двух плоских границах рассматриваемого слоя  $\xi(x) = 0$ , т. е. смещения вне этих границ нет. Тогда изменение концентрации электронов *n* в данной точке выразится так:

$$dn = n \frac{d\xi}{dx}, \quad (6)$$

а вызванное этим изменением плотности электронов поле определится, как и всегда, из уравнения:

$$\nabla^2 V = -4\pi\rho,$$

или

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e dn = 4\pi ne \frac{d\xi}{dx}, \quad (7)$$

где *E* — напряженность поля, а *e dn* — избыток отрицательного заряда над положительным. Отсюда напряженность поля:  $E = 4\pi ne\xi$ , а уравнение движения электрона:

$$m \frac{d\xi}{dt^2} + 4\pi e^2 \xi = 0, \quad (8)$$

что приводит к колебательному процессу с частотой:

$$V_e = \left( \frac{ne^2}{\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} = 8980n^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Частота колебаний, вычисленная по формуле (9), при значении  $n$ , соответствующем условиям опыта, совпадает по порядку величины с наблюдаемыми Ленгмюром и Тонксом частотами. Для частоты колебаний ионов, которые в этих условиях также должны совершать колебания, но более медленные, Ленгмюр и Тонкс находят величину, соответствующую звуковым частотам. Такие колебания в плазме Ленгмюром и Тонксом также установлены. Кроме этих упрощенных подсчетов, в оригинальной работе Ленгмюра и Тонкса находим и более строгое решение задачи, основанное на максвелловских уравнениях. Эта более строгая теория подтверждает приведенные выше подсчеты [17].

Таким образом, существование колебаний плазмы можно считать твердо обоснованным как экспериментально, так и теоретически.

Наличие в плазме высокочастотных колебаний, однако, не объясняет возникновения и быстрого восстановления максвелловского распределения скоростей вследствие количественного расхождения результатов, сделанных в этом направлении подсчетов с опытом. Ленгмюр пришел к мысли, что причиной максвелловского распределения скоростей и его быстрого восстановления, является усиленный обмен энергией между электронами и окружающим полем. Эту мысль развил и облек в форму математической теории Габор [16].

По Ленгмюру и Габору при рассмотрении условий движения электрона в плазме нельзя считаться с одним только макроскопическим полем, определяемым потенциалами и геометрической конфигурацией электродов и пространственными зарядами согласно уравнению Пуассона. Необходимо принимать во внимание „микрополя“, создаваемые на пути электрона отдельными ионами и электронами. Благодаря воздействию отдельных ионов и электронов поле, в котором летит электрон, быстро меняется в пространстве и во времени. Электрон постоянно меняет направление и скорость своего движения. Длина свободного пути электрона становится как бы очень малой. Поэтому „рассеяние“ электронов в плазме много больше, чем дают элементарные подсчеты и приводит к быстрому установлению максвелловского распределения, наблюдаемому на опыте. Теория микрополей очень заманчива, но окончательно еще не разработана.

Существенное влияние на параметры плазмы оказывают примеси к основному газу. Особенно эффективны неупругие соударения метастабильных атомов с атомами или молекулами примеси [20].

**§ 3. Низковольтная дуга.** Среди различных видов разряда с раскаленным катодом особое место занимают так называемые „низковольтные дуги“. В обычных условиях потенциал, при котором может поддерживаться разряд, не ниже ионизационного потенциала того газа, в котором разряд происходит. „Низковольтной дугой“ называется тот случай, когда разряд возникает или поддерживается при потенциале, более низком, чем ионизационный потенциал газа. Если потенциал, при

котором поддерживается разряд (потенциал горения), при этом ниже не только ионизационного потенциала газа, но и его первого потенциала возбуждения, то это случай „аномальной низковольтной дуги“. Если потенциал горения лежит в пределах между первым потенциалом возбуждения и ионизационным потенциалом, то такая низковольтная дуга называется „нормальной“.

Для иллюстрации приводим в табл. 1 некоторые цифры, характеризующие явления низковольтной дуги в различных газах.

Таблица 1

Газ	Наименьший наблюдаемый потенциал горения дуги (в вольтах)	Ионизационный потенциал газа (в вольтах)	Наименьший потенциал возбуждения газа (в вольтах)
Гелий . .	3,5	24,5	19,77—20,55
Аргон . .	3	15,7	11,5
Неон . . .	7,5	21,5	16,6
Ртуть . .	1,7	10,4	4,9
Калий . .	0,5	4,32	1,55
Натрий . .	0,5	5,12	2,12

В целом ряде случаев в низковольтной дуге наблюдается возникновение более или менее высокочастотных колебаний, в особенности при наличии в электрической цепи дуги каких-либо емкостей и самоиндукций.

Объясняется возникновение этих колебаний следующим образом. В низковольтной дуге около катода

всегда существует отрицательный пространственный заряд.

При потенциале анода, достаточном для ионизации газа, положительные ионы рассеивают отрицательный пространственный заряд у катода и анодный ток увеличивается. При наличии достаточного сопротивления в цепи анода падение потенциала понижает потенциал анода настолько, что ионизация газа прекращается. Тогда вновь усиливается отрицательный пространственный заряд около катода, ток на анод падает, потенциал анода возрастает, ионизация вновь появляется, и весь процесс повторяется снова. Частота этих колебаний не следует формуле Томсона и определяется, в первую очередь, режимом дуги, уменьшаясь с повышением накала катода и повышением давления газа.

Что касается распределения потенциала в низковольтной дуге, то исследования Комптона и Эккарта [6], произведенные с низковольтной дугой в аргоне по методу зондов Ленгмюра, показали большое накопление положительных пространственных зарядов на небольшом расстоянии от катода. Потенциал в некоторых точках между катодом и анодом оказался выше потенциала анода, что видно на кривой рис. 193.

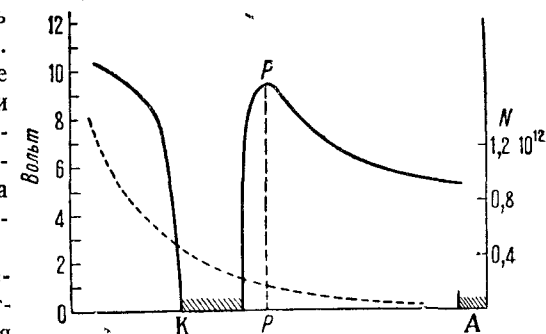


Рис. 193.

Потенциал катода нуль; потенциал анода 5,2 V, а потенциал точки  $P$  10,5 V. Между  $P$  и анодом поле имеет обратное направление.

Что касается объяснения возможности существования низковольтных дуг, то некоторое число случаев может быть объяснено колебательным режимом дуги. Действительно, прибор постоянного тока, которым определяется разность потенциалов между анодом и катодом, показывает в случае колебательного режима лишь некоторое среднее значение потенциала анода по отношению к катоду. В отдельных фазах колебания этот потенциал может быть больше ионизационного потенциала газа, что и ведет каждый раз к возникновению разряда, кажущегося непрерывным вследствие высокой частоты колебаний. Однако все случаи низковольтных дуг одними колебаниями потенциала анода объяснить нельзя. Обращаясь к другим возможным объяснениям, следует рассмотреть вопрос на объяснение низковольтных дуг нормальных и аномальных.

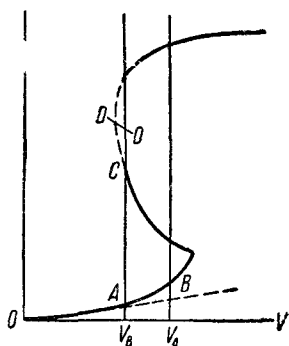


Рис. 194.

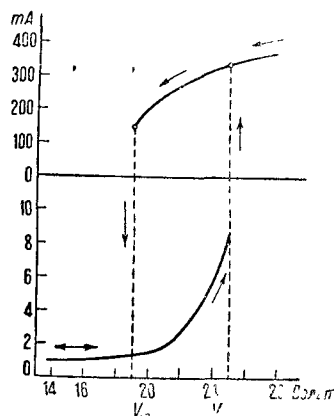


Рис. 195.

дуги, то здесь наиболее естественным является предположение об ионизации ступенями. При этом каждая из этих ступеней может заключаться в соударении первого рода, соударении второго рода и, наконец, в поглощении светового кванта. Количественный подсчет вероятности этих отдельных элементарных процессов заставляет остановиться на следующей картине. В газе происходит возбуждение резонансного излучения атома. Благодаря процессу диффузии резонансного излучения, описанному в IX главе, в газе — всегда большое число возбужденных атомов. Благодаря этим возбужденным атомам и осуществляется вторая ступень ионизации. Так как в низковольтной дуге с повышением тока происходит падение потенциала на аноде, то вид характеристики низковольтной дуги очень сильно зависит от условий внешнего контура разрядной трубки. Типичные примеры характеристик низковольтной дуги приведены на рис. 194 и 195. Кривая рис. 194 имеет резко выраженную „падающую“ часть  $BC$  и, далее, неустойчивую, соответствующую колебательному режиму разряда, часть  $D$ . Кривая рис. 195 дает пример гистерезиса и различия между величиной потенциала горения  $V_m$  и потенциала зажигания  $V_z$ .

Второй случай сводится к первому при наличии колебаний, при которых потенциал анода не достигает, правда, величины ионизационного потенциала, но в некоторые фазы колебания бывает больше наименьшего потенциала возбуждения газа  $V_{рез}$ . Точно так же случай аномальной дуги сводится к случаю нормальной, если в дуге существует такое распределение потенциала, как наблюдаемое в аргоне Комптоном и Эккартом. К потенциалу анода при сравнении его с  $V_i$  или  $V_{рез}$ , строго говоря, надо прибавлять потенциал, эквивалентный начальной скорости электронов. Но здесь надо иметь в виду, что эффект начальных скоростей очень мал, так как наиболее вероятная скорость, т. е. та, которой обладает наибольшее число электронов, при допустимых температурах катода, всего 0,2—0,3 V, а вероятность, что электрон обладает скоростью в 1 V, порядка 1%. Аналогичные соображения относятся также и к скорости фотоэлектронов, всегда выделяемых на катоде, так как при каждом разряде в газе происходит излучение не только видимой части спектра, но и ультрафиолетовой. Скорости вторичных электронов, вышибаемых ударами положительных ионов о катод, в условиях низковольтной дуги также чрезвычайно малы.

Что касается процесса возникновения нормальной низковольтной

ГЛАВА ДЕВЯТНАДЦАТАЯ  
**ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ РАЗРЯДЫ**

**§ 1. Различные виды высокочастотных разрядов.** Как в тлеющем, так в дуговом разряде весьма существенную роль для поддержания разряда играют процессы на катоде, благодаря которым катод, и в том и в другом случае, является источником более или менее усиленной электронной эмиссии. Величина этой эмиссии определяет собой, в конечном итоге, силу разрядного тока через трубку. Так как при эмиссии материал и свойства поверхности катода имеют большое значение, то режим разряда в значительной степени зависит от материала катода и от состояния его поверхности.

В настоящее время довольно хорошо изучен вид разряда, при котором газ, где происходит разряд, совершенно не приходит в соприкосновение с каким-либо металлическим электродом. Ни о каких процессах, связанных с катодом, здесь нет речи. Образование свободных ионов и электронов происходит исключительно в самом газе под действием соударений первого и второго рода. Так как постоянное поле, наложенное извне на трубку с газом, собирает все электроны, образуемые остаточной ионизацией, на положительном конце трубки, а движущиеся им навстречу положительные ионы — на отрицательном, то поле этих зарядов, располагающихся на внутренней поверхности трубки, весьма быстро нейтрализует внутри трубки внешнее поле, и дальнейшее образование ионов в трубке прекращается. Поэтому такой вид разряда без электродов, введенных внутрь трубки, при постоянном токе осуществлен быть не может, а возможен только при более или менее быстропеременном токе. Естественно назвать такой разряд „высокочастотным разрядом“. При этом делается различие между разрядом с внешними электродами, вызываемым переменным электрическим полем, возникающим между приложенными к трубке извне металлическими электродами, и так называемым „безэлектродным разрядом“. Под последним названием понимают разряд, происходящий в трубке или колбе, помещенной внутри катушки (обычно из малого числа витков), включенной в цепь высокочастотного тока.

**§ 2. Высокочастотный разряд с внешними и внутренними электродами.** Если приложить к концам трубки извне какие-либо электроды, например кольцевые, и наложить на эти электроды переменное напряжение высокой частоты, то при достаточно высокой амплитуде переменного напряжения в трубке начинается разряд, сопровождающийся свечением газа. Световая картина, которую дает высокочастотный

разряд, не складывается просто из световых явлений, имеющих место в обе половины периода при том и другом направлении тока, как это показывает, в случае обычных видов разряда, разложение картины разряда по времени во вращающемся зеркале. В высокочастотном разряде можно различить части, соответствующие отрицательному тлеющему свечению, фарадееву темному пространству и положительному столбу. Распознавание отрицательного свечения и положительного столба делается путем сличения цвета этих свечений с соответствующими частями обычного тлеющего разряда в том же газе. Как пример приводим рис. 196 (по Эберту и Видеману).

Характерно, что положительный столб наблюдается посередине трубки. Если бы имело место наложение двух картин разряда, положительный столб должен был бы простирается до места расположения обоих внешних электродов. У каждого из них на картину положительного столба должна была бы накладываться картина отрицательного свечения; ни о каком резком разделении отдельных частей разряда не могло бы быть речи. Из этих наблюдений следует заключить, что при высокочастотном разряде образующиеся в трубке пространственные заряды — ионов и электронов — не успевают перестраиваться за время перемены направления поля.

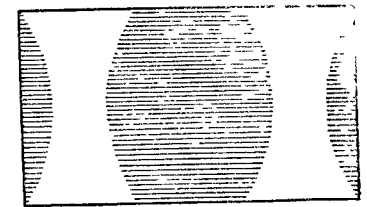


Рис. 196.

Расположение частей высокочастотного разряда в зависимости от давления газа, расположения и формы электродов и от других условий подробно исследовано Гидеманом [1] по отношению к воздуху, кислороду, азоту, аргону и водороду. Гидеман пришел к выводу, что отчетливое разделение отдельных частей разряда происходит лишь при питании разряда незатухающими колебаниями (ламповый генератор). При пользовании затухающими колебаниями (обычный разрядный контур) вся картина более смазана. Характер ее — число и расположение возникающих светящихся полос — отличается от случая незатухающих колебаний. Повидимому, здесь играют роль более простые условия электрического поля при незатухающем разряде строго определенной частоты. Помещение электродов внутрь трубки не вносит, согласно Гидеману, существенных изменений в вид разряда и при исследованных им частотах очень мало отзывается на потенциале зажигания разряда. Таким образом „внешние электроды“ нельзя считать неотъемлемым признаком высокочастотного разряда, лишь бы только на внутренних электродах не начали развиваться характерные для обычного тлеющего разряда процессы на катоде.

Общую картину высокочастотного разряда при незатухающих колебаниях, называемого им „высокочастотным тлеющим разрядом“, Гидеман описывает так. Во время последовательного уменьшения давления в трубке при давлении порядка 15 мм Hg появляется „кистевой“ разряд. При давлении в несколько миллиметров кистевой разряд переходит в тлеющий, причем по краям трубки, у самых электродов, появляется с каждой стороны по отрицательному свечению, а посередине

образуется положительный столб, отделенный с каждой стороны от соответствующего отрицательного свечения темным фарадеевым пространством. При давлении в 1 мм Hg положительный столб становится очень коротким и оказывается разделенным на два слоя новым темным пространством. Это темное пространство является типичным для „высокочастотного тлеющего разряда“ в чистых газах. При еще более низких давлениях толщина положительного столба всего 2—3 мм при толщине разделяющего его слоя в 1 мм. При дальнейшем разрежении газа положительный столб совершенно исчезает, отрицательное свечение отделяется от внутренних электродов или от стенок трубки в случае внешних электродов. При еще более низких давлениях вся трубка заполнена слабым диффузным свечением, пропадающим при давлениях ниже 0,001 тор.

В водороде Гидеман наблюдал высокочастотный слойный разряд. Разность потенциалов соответствующих точек двух соседних страт оказа-

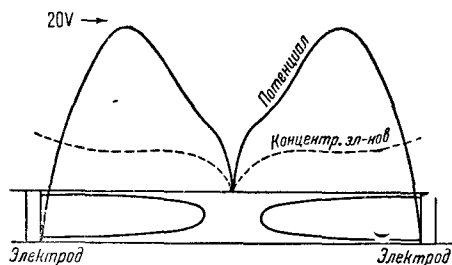


Рис. 197.

случаю метод зондов Ленгмюра и Мотт-Смитта. От места расположения электродов потенциал постепенно и симметрично с обоих концов трубки повышается по направлению к средней точке трубки, где он имеет максимум. Повышение потенциала наблюдается также от места расположения электродов к концам трубки. Напряженность поля — наибольшая около электродов. Положительные ионы концентрируются действием высокочастотного внешнего поля около электродов. Электроны тем же полем отгоняются прочь от электродов. В другой работе Банери и Гангули наблюдали появление темного слоя в середине трубки. Они называют этот вид разряда слойным. Распределение поля и распределение концентрации электронов в этом случае даны кривой рис. 197. Максимум напряженности поля лежит у ярких голов страт (светящихся полос) в середине трубки. Минимумы соответствуют темным частям. Концентрация электронов имеет минимум в темных частях. Температура, соответствующая распределению скоростей беспорядочного движения электронов, больше в светлых частях, чем в темных. При низких давлениях наблюдались более сложные явления с образованием отдельных светящихся облаков, высокими значениями потенциала в газе (в случае, к которому относится рис. 198, до 300 вместо 20 V) и с распределе-

нием плотности электронов, соответствующим расположению „облаков“.

Можно считать установленным, что в высокочастотном разряде с внешними или внутренними электродами устанавливается своеобразное распределение пространственных зарядов, зависящее от характера быстропеременного поля (затухающее, незатухающее) и от деталей условий опыта.

Что касается потенциала зажигания высокочастотного разряда, т. е. той амплитуды быстропеременной, наложенной на электроды трубки, разности потенциалов, при которой разряд возникает, то при прочих равных условиях эта разность потенциалов следует закону Пашена. При большой частоте питающих трубку колебаний она может быть ниже потенциала зажигания при постоянном токе (согласно опыту Кирхнера [10], 140 V для воздуха при 0,020 тор давления и расстоянии между электродами 30 мм). Измерения Кирхнера показали, что в вы-

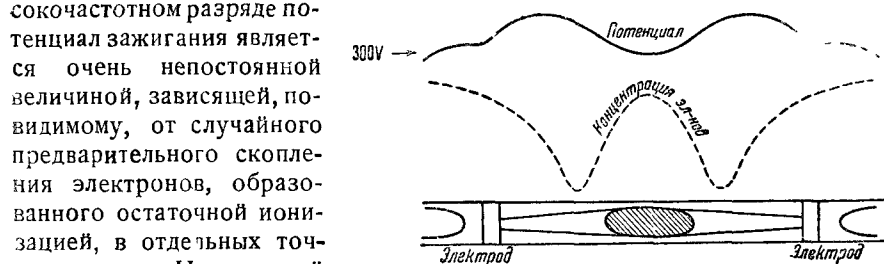


Рис. 198.

сокочастотном разряде потенциал зажигания является очень непостоянной величиной, зависящей, по-видимому, от случайного предварительного скопления электронов, образовавшегося остаточной ионизацией, в отдельных точках разряда. Наименьший потенциал горения оказы-

вается, наоборот, очень стойчивым и очень низким. При частоте  $3,5 \cdot 10^7$  и давлении 0,4 тор минимальный потенциал горения меньше, чем 0,1 того же потенциала при постоянном токе. С уменьшением частоты минимальный потенциал горения быстро возрастает и приближается к значению его при постоянном токе. Особенно низкий потенциал горения разряда наблюдался в Ne, а именно 15 V, в то время как потенциал ионизации Ne равен 21,5 V. По-видимому, в этом случае имели место те же явления, которые вызывают существование низковольтных дуг.

В описываемом типе высокочастотного разряда мы, несомненно, имеем дело с колебательным движением электронов в трубке в такт быстропеременного поля. При таком движении электрон, ускоренный полем то в ту, то в другую сторону, не просто летит от одного электрода к другому, а описывает в газе длинный путь с многократными поворотами. Большая длина пути, пробегаемого электроном в газе, приводит к большой вероятности встречи электрона с атомом газа и к интенсивной ионизации. Специальный процесс на катоде, служащий причиной образования там большого числа свободных электронов, для высокочастотного разряда не необходим, так как явления у обоих электродов в этом случае совершенно симметричны и необходимое число свободных электронов у каждого из электродов образуется путем ионизации молекул газа столкновениями первого рода с электронами, „шатающимися по трубке взад и вперед“. Роль положительных ионов в этом

виде разряда сводится исключительно к образованию поля пространственного заряда, накладывающегося на быстропеременное поле и, несомненно, играющего определенную роль в динамике разряда и определяющего расположение его частей. Так, если принять распределение потенциала, наблюдаемое в простейшем случае Банери и Гангули, то действию этого поля можно приписать большую скорость электронов около электродов и меньшую посредине трубки. Бóльшей скорости, естественно, соответствует свечение, имеющее все признаки отрицательного тлеющего свечения; меньшей скорости — свечение со всеми признаками положительного столба.

**§ 3. Безэлектродный кольцевой разряд.** Давно известно<sup>[4]</sup>, что трубка, содержащая разреженный газ, начинает светиться, если ее поднести к проводу, по которому идет высокочастотный ток. Особенно ярким становится это свечение, если внести колбочку или шарообразный сосуд с разреженным газом внутрь катушки, составляющей часть контура высокочастотной цепи. Очень часто в этом случае наблюдается свечение газа в виде яркого, светящегося кольца, — отсюда и название: „кольцевой разряд“. Для того чтобы охватить и те случаи, когда кольца не наблюдается, этот вид высокочастотного разряда называют „безэлектродным“. При ближайшем рассмотрении свечение кольцевого безэлектродного разряда оказывается состоящим из нескольких концентрических слоев различной окраски. Как общее правило, внешние слои кольца излучают спектральные линии бóльшей энергии возбуждения, чем слои внутренние. Наблюдение свечения внешних частей кольца безэлектродного разряда является поэтому одним из методов наблюдения „искровых спектров“, как известно, требующих большой энергии возбуждения. Этот метод позволяет одновременно сличать при одних и тех же условиях дуговые линии во внутренней части кольца и искровые линии того же газа во внешних частях разряда.

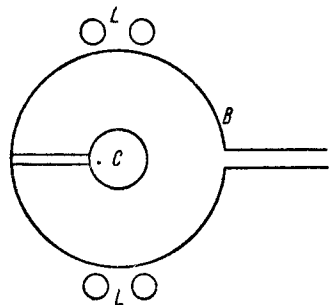


Рис. 199.

Кольцевая форма разряда соответствует индукционным токам в сплошном теле и является, таким образом, аналогией токов Фуко. Тот факт, что наибольшая яркость свечения наблюдается при помещении колбочки с газом внутрь катушки, по которой идет высокочастотный ток, естественно, наводит на мысль, что безэлектродный высокочастотный разряд вызван действием быстропеременного магнитного поля на свободные электроны, имеющиеся в газе, путем вызванного им такого же быстропеременного электрического кольцевого поля.

Очень наглядно эти индукционные токи иллюстрируются следующими опытами Томсона<sup>[3]</sup> (рис. 199). При помощи катушки  $LL$ , изображенной на рисунке в разрезе, высокочастотный разряд возбуждается в двойном сосуде, состоящем из маленького внутреннего шара  $C$  и концентричного ему наружного большого шара  $B$ . Для того чтобы наблюдать свечение во внутреннем шаре  $C$ , надо удалить газ из наружного шара  $B$ , так как кольцевые индукционные токи в  $B$ , по правилу Ленца, не дают

проникать индуцирующему их полю во внутренний шар  $C$ , аналогично явлению сосредоточения высокочастотных токов около внешней поверхности всякого проводника. Если изменять условия разряда во внешнем шаре, постепенно откачивая из него газ, то при таком давлении в нем, при котором исчезает свечение газа, внутренний шар еще остается темным, и лишь при дальнейшем понижении давления во внешнем шаре во внутреннем шаре вспыхивает светящийся высокочастотный разряд. Это показывает, что при определенных условиях давления во внешнем шаре протекают индукционные токи, не сопровождаемые свечением газа, но достаточные для того, чтобы защитить внутренний шар от действия магнитного поля катушки  $LL$ . Таким образом в этом случае можно говорить о „темном“ или „тихом кольцевом“ разряде.

Против развитой Дж. Дж. Томсоном<sup>[5]</sup> теории безэлектродного разряда, приписывающей, согласно сказанному выше, этот разряд индукционному действию магнитного поля, были выдвинуты возражения Гаунсендом и Дональдсоном<sup>[6]</sup>. По подсчетам последних выходит, что при некоторой определенной величине тока и напряжения напряженность поля, созданного в газе разностью потенциалов между концами катушки, во много раз больше, чем напряженность поля, вызванного э. д. с. индукции.

Свои подсчеты Таунсенд и Дональдсон подтверждают опытами. Они подносят колбочку с разреженным газом к различным частям одной и той же катушки, а также к катушкам, в которых проволока намотана различным образом, и констатируют, что свечение газа в трубке происходит всякий раз, как трубка попадает в сильное электрическое поле, созданное разностью потенциалов между крайними или соседними (смотря по роду намотки) витками катушки. Наблюдаемые ими явления стоят, конечно, в противоречии с опытами и теорией Томсона<sup>1)</sup>.

Причину этого противоречия вскрыл Мак-Киннон<sup>[7]</sup>. Он обратил внимание на то, что Дж. Дж. Томсон производил свои опыты, пользуясь высокочастотными затухающими колебаниями, тогда как Таунсенд и Дональдсон пользовались генератором незатухающих колебаний. Кроме того, Томсон во всех своих опытах имел дело с „кольцевым разрядом“, возникающих в сравнительно узкой области давлений, тогда как Таунсенд и Дональдсон наблюдали свечение трубки, имеющее место в более широкой области давлений. Мак-Киннон произвел наблюдения безэлектродного разряда, пользуясь как затухающими, так и незатухающими колебаниями. При наблюдениях над парами иода и над парами ртути при затухающих колебаниях Мак-Киннон обнаружил два рода свечения. При давлении паров иода, соответствующем насыщению при  $0^\circ \text{C}$ , и при малой амплитуде колебаний потенциала в парах иода наблюдалось слабое желтоватое свечение, простиравшееся от одного конца трубки до другого. При увеличении амплитуды потенциала в колебательном контуре путем увеличения расстояния между электродами искрового промежутка этого контура, яркость свечения в средней

1) Наблюдения, говорящие в пользу объяснения безэлектродного разряда, как вызванного быстропеременным электрическим полем, были еще ранее опубликованы рядом исследователей (Лерман, Тесм, Лехер, Стейнер и др., см. ссылки в статье Мак-Киннона).

части трубки постепенно увеличивалась и, наконец, свечение переходило в яркозеленое кольцо. Яркость этого кольца была настолько велика, что оно совершенно затмевало первоначальное желтоватое свечение трубки. При дальнейшем увеличении потенциала, параллельно первому кольцу, появлялись новые зеленые кольца. Наконец, все они сливались в ярко светящийся зеленый цилиндрический кольцевой слой, заполняющий по длине всю внутренность катушки. При удалении разрядной трубки из катушки и помещении ее рядом с катушкой так, что электрическое поле, пронизывающее катушку и вызванное разностью потенциалов между концами катушки, оставалось прежним, зеленое кольцеобразное свечение совершенно пропадало. В трубке оставалось лишь слабое свечение, по цвету сходное с свечением внутри катушки при малой амплитуде потенциала. Если оставить трубку внутри катушки, но защитить трубку от катушки концентрическим металлическим цилиндром, то на всем протяжении этого цилиндра зеленое кольцеобразное свечение совершенно пропадало. На желтоватое свечение цилиндрическая защита не влияла. Из этих, и из ряда других опытов Мак-Киннон совершенно однозначно выводит заключение, что желтоватое свечение паров иода во всех опытах вызывается электрическим полем между концами катушки и соответствует той форме разряда, которую наблюдали Таунсенд и Дональдсон, тогда как зеленое кольцеобразное свечение вызывается индуктивным действием магнитного поля катушки и тождественно с формой разряда, наблюдаемой Томсоном.

Таким образом при безэлектродном разряде возможны две формы разряда: обычный высокочастотный разряд, описанный в предыдущем параграфе, и собственно безэлектродный высокочастотный кольцевой разряд. Первая форма не отличается большой яркостью свечения и при увеличении амплитуды колебаний питающего разряд затухающего колебательного контура уступает место кольцевому разряду. Прогноз этого факта с вычислениями Таунсенда, по которым напряженность поля в первой форме разряда должна быть в 30 раз больше напряженности поля, ускоряющего электроны, при второй форме разряда, Мак-Киннон объясняет так: в высокочастотном поле в стекле трубки, которое пронизывают линии электрического поля, происходят большие диэлектрические потери, а потому и большое падение потенциала, замыкающегося через трубку высокочастотного тока. Кроме того, в кольцеобразном разряде движению электронов ничто не мешает. При движении в высокочастотном электрическом поле, параллельном оси катушки, часть электронов неминуемо должна попадать на стеклянные стенки и оседать там, выходя из разряда. Последнее обстоятельство Мак-Киннон подтверждает экспериментально, вводя в трубку электроды, соединенные с концами катушки и наблюдая разряд при различном давлении, а следовательно, и при различной длине свободного пути электронов. При внутренних электродах потеря потенциала в стекле устранена, но все же первая форма разряда уступает место второй (кольцевому разряду), когда длина свободного пути достаточна для усиленного оседания электронов на электродах.

При применении незатухающего генератора, колебаний кольцевого разряда в опытах Мак-Киннона не получалось. Наблюдалось лишь общее

свечение трубки, обладающее всеми свойствами другой формы разряда. Объяснение этому таково: при одной и той же эффективной силе тока (одной и той же мощности) амплитуда колебаний тока при незатухающих колебаниях много меньше, чем амплитуда, соответствующая первой волне затухающих колебаний. Этой амплитуды незатухающих колебаний недостаточно для того, чтобы создать в трубке переменное электромагнитное поле, способное вызвать кольцевой разряд. Таким образом противоречие между опытами Таунсенда и Томсона можно считать окончательно разъясненным и природу безэлектродного разряда в достаточной степени выясненной.

Что касается движения электронов в безэлектродном кольцевом разряде, то приведем здесь расчеты Мирделя<sup>[8]</sup>, относящиеся к разряду при малых давлениях, когда можно пренебречь потерей энергии электронами при столкновениях с атомами или молекулами.

Колебания для простоты расчета примем за незатухающие, а поле за однородное по всему сечению разрядной трубки. Напряженность магнитного поля внутри трубки можем в таком случае положить равным:

$$H = -H_0 \cos \omega t. \quad (1)$$

Проведем в плоскости, перпендикулярной к оси катушки, круг радиуса  $r$  с центром на этой оси. Электродвижущая сила индукции вдоль этой окружности будет:

$$V_{\text{инд}} = H_0 r^2 \pi \omega \sin \omega t, \quad (2)$$

а напряженность электрического поля:

$$E = E_0 \sin \omega t, \quad \text{где } E_0 = \frac{H_0 r \omega}{2}. \quad (3)$$

Мирдель пренебрегает зависимостью  $E_0$  от  $r$  и, располагая ось  $X$  по касательной к выбранному им кругу, пишет уравнение движения электронов так:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e E_0 \sin \omega t, \quad (4)$$

откуда после двукратного интегрирования:

$$x = -\frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega^2} \sin \omega t + Bt + C. \quad (5)$$

Если мы предположим, что свободный электрон появляется вследствие акта ионизации и начинает свое движение под действием поля в момент  $t = t_0$  так, что фаза колебаний поля в этот момент равна  $\omega t_0$ , то для постоянной интегрирования  $B$  найдем:

$$B = \frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega} \cos \omega t_0. \quad (6)$$

Что касается  $C$ , то его мы можем положить равным нулю, выбрав соответственно начало отсчета для координаты  $x$ .



Подстановка значений  $B$  в (5) при различных начальных фазах  $\omega t_0$  дает

$$\begin{aligned} \text{при } \omega t_0 = \dots & \dots B = \frac{e}{m} \frac{E_0}{\omega}, \\ \text{при } \omega t_0 = \frac{\pi}{2} & \dots \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \dots B = 0, \\ \text{при } \omega t_0 = \frac{3}{2}\pi & \dots \\ \text{при } \omega t_0 = \pi & \dots B = -\frac{e}{m_0} \frac{E_0}{\omega}. \end{aligned}$$

Следовательно, если электрон начинает свое движение в такой момент, что  $\omega t_0 = \frac{\pi}{2}$ , то его движение представляет собой простое гармоническое колебание около некоторого положения равновесия. При всех других значениях  $\omega t_0$  на гармоническое колебание электрона накладывается поступательное движение в ту или другую сторону. Скорость этого движения наибольшая при  $\omega t_0 = 0$  или при  $\omega t_0 = \pi$ .

Подобные же формулы имеют место по отношению к движению положительных ионов.

Чтобы иметь представление об амплитуде  $x_0$  этих колебательных движений, Мирдель делает подсчет для осуществленного им экспериментально случая (частота  $1,7 \cdot 10^7$ ;  $E_0 = 30$  В/см) и находит

$$\begin{aligned} \text{для электрона: } & x_0 = 147 \text{ см}, \\ \text{для иона водорода: } & x_0 = 0,08 \text{ см}. \end{aligned}$$

Наибольшие скорости движения оказались равными в эквивалентных вольтах:

$$\begin{aligned} \text{для электрона: } & 9000 \text{ В}, \\ \text{для иона водорода: } & 5 \text{ В}. \end{aligned}$$

Большой размах колебательного движения и большая скорость движения электронов при малом размахе и малой скорости движения положительных ионов приводят к следующему. Положительные ионы весьма мало отклоняются от движения по кругу; их радиальным движением можно пренебречь. Электроны, двигаясь по касательной к кругу, вследствие наличия в их движении поступательной слагающей, будут удаляться от центра круга. Поэтому во внешних частях разряда будет накапливаться отрицательный пространственный заряд и стенки трубки будут заряжаться отрицательно. Эти заряды создадут дополнительное радиальное поле, благодаря которому кольцо положительных ионов тоже будет несколько расширяться, а дальнейшие электроны будут описывать круги вместо движения по касательной. Существование таких пространственных зарядов Мирдель доказал, введя в разряд два подвижных зонда и соединив их вне трубки через чувствительный гальванометр. Если оба зонда находились на одинаковом расстоянии от оси трубки, то гальванометр тока не обнаруживал. При направлении прямой, проходящей через оба зонда, по радиусу трубки через гальванометр шел ток, направление которого показывает, что потенциал зонда, нахо-

дящегося дальше от оси трубки, был ниже потенциала другого зонда, находящегося ближе к оси трубки. Более подробная разработка теории кольцевого разряда, исходя из приведенной здесь первоначальной заметки ее Мирделем, потребовала бы: а) учета зависимости  $H_0$  и  $E$  от  $r$ , б) учета влияния магнитного поля на движение электронов и ионов, в) учета действия пространственных зарядов и д) учета влияния упругих и неупругих столкновений на движение электронов в газе.

В безэлектродном кольцевом разряде, так же как и в разряде с внешними электродами, ионизация происходит лишь за счет соударений электронов (и в частных случаях метастабилей) с атомами. Ионизация положительными ионами не может играть никакой роли, как это следует из приведенного выше численного подсчета их скоростей. Поддержание разряда обходится без участия положительных ионов вследствие того, что движение электронов совершается как в том, так и в другом направлении, а в случае кольцевого разряда также вследствие того, что пути всех электронов, вместе взятых, замкнуты.

Вычисляя или измеряя напряженность электрического поля и умножая эту напряженность на длину окружности, в кольцевом разряде можно ввести условное понятие потенциала зажигания кольцевого разряда. Этот потенциал показывает такую же зависимость от давления газа  $p$ , как и потенциал зажигания обычного разряда при постоянном токе, как это можно иллюстрировать кривыми рис. 200<sup>[19]</sup>.

Указанные в начале этого параграфа спектроскопические особенности безэлектродного кольцевого разряда вполне объясняются теорией Мирделя, так как, вследствие зависимости амплитуды электрического поля  $E_0$  от  $r$ , скорость электронов должна быть тем больше, чем больше радиус описываемого ими кольца. Эти спектроскопические особенности установлены систематическим исследованием распределения яркости определенных спектральных линий в излучении различных частей кольцевого разряда. В отношении спектра разряда отметим еще, что при кольцевом безэлектродном разряде в водороде наблюдается очень большая яркость балмеровского спектра, сопровождаемая появлением линий этого спектра таких высоких порядков, каких не наблюдается в других лабораторных условиях и какие обычно встречаются лишь в спектрах звезд. Это указывает на чрезвычайно высокую степень диссоциации водорода в разрядной трубке при кольцевом разряде. С высокой степенью диссоциации, имеющей, повидимому, место не только в водороде, но и в других газах, надо поставить в связь явление усиленного „жесточения“ газа при безэлектродном разряде.

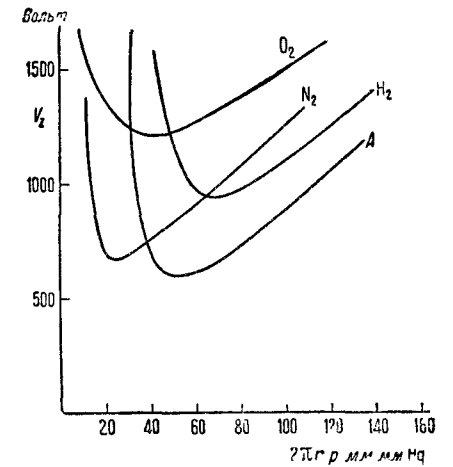


Рис. 200.



Заметим еще, что формулы (5) и (6) и выведенные из них законы движения электронов одинаково приложимы при низких давлениях к движению электронов также и в случае высокочастотного разряда с внешними или внутренними электродами, описанного в предыдущем параграфе. Исходным пунктом служит при этом равенство (3), где под  $E_0$  в этом случае надо понимать просто амплитуду напряженности электрического поля между электродами. Такой характер движения электронов объясняет большие пути, которые могут описывать электроны (в частности, попадание электронов на внутренние электроды в опытах Мак-Киннона).

**§ 4. Явление послесвечения.** После прекращения высокочастотного разряда иногда наблюдается, что газ продолжает светиться в течение некоторого оцениваемого целыми секундами или долями секунды промежутка времени. Особенно легко послесвечение наблюдается в азоте. Спектр послесвечения несколько отличается от спектра самого разряда. Исследования Пирани<sup>[9]</sup> показали, что послесвечение азота стоит в связи с чистотой этого газа. При давлении около 700 мм Hg чистый азот, содержащий менее  $10^{-5}$  % примеси кислорода или водяного пара, не дает явления послесвечения. Точно так же нет послесвечения и при количестве этих примесей больше, чем  $10^{-3}$  %. На этом основан один из способов определения чистоты азота и аргонно-азотной смеси, употребляемой для наполнения газополных ламп накаливания, так как там как раз примесь  $O_2$  или  $H_2O$  в размере, большем, чем несколько тысячных процента, является вредной, а чистота, соответствующая примеси меньшей  $10^{-5}$  %, не достигается [22, 12, 13, 16, 14, 17, 23]. Ко всей главе XIX см. также [11, 15, 18, 20, 21].

## ГЛАВА ДВАДЦАТАЯ

### ПРИМЕНЕНИЕ ЯВЛЕНИЙ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА ДЛЯ ОСВЕЩЕНИЯ И ДРУГИХ ТЕХНИЧЕСКИХ ЦЕЛЕЙ

**§ 1. Источники света, использующие катодное свечение.** Так как одним из характернейших явлений, сопровождающих газовый разряд, является более или менее интенсивное свечение газа, то вполне естественно, что с открытием этих явлений возникла мысль о применении газового разряда в качестве источника света<sup>[1, 2] 1)</sup>. Однако, если не говорить о вольтовой дуге, которая стоит несколько особняком, так как в этом случае используется не свечение газа, а главным образом излучение раскаленных до высокой температуры углей дуги, то первые попытки технического оформления такого использования газовых разрядов не привели к практическим результатам. Светящиеся трубки, наполненные различными газами, оказались очень недолговечными благодаря имеющему место исчезновению в них газа вследствие явлений „жестчения“. Приборы для постоянного восстановления или „регенерации“ газа (например в „трубках Мура“) слишком громоздки, чтобы этим путем выходить из беды. Дело значительно подвинулось вперед лишь после того, когда были открыты так называемые благородные газы и когда была развита техника их добывания.

Мы знаем, что в тлеющем разряде имеются отдельные светящиеся части. Соответственно с этим использование тлеющего разряда в качестве источника света может быть различно. Некоторые типы этого рода изделий используют исключительно свет, распространяющийся от „катодного“ или „отрицательного свечения“ („глиммихт“). Отсутствие положительного столба достигается в этих изделиях помещением анода на достаточно близком расстоянии от катода. Свет „отрицательного свечения“ никогда не бывает особенно интенсивным; поэтому изделия, использующие лишь это свечение, находят применение не как источники освещения, а для специальных целей. К таким „лампам катодного свечения“ относятся так называемые *сигнальные неоновые лампы*. Эти лампы имеют два электрода, помещенные на расстоянии нескольких миллиметров один от другого, и наполняются неоном до давления в 1—2 десятка тор. Произведение из давления на расстояние между электродами соответствует минимуму потенциала зажигания неона (для чистого неона

<sup>1)</sup> Первые „светящиеся буквы“ были построены в 1742 г. (Винклер).

порядка 180 В). При сравнительно большом давлении неона длина темного кружкова пространства очень невелика. Отрицательное свечение облегает катод в виде несколько размытой желто-оранжевой пленки. При применении лампы в сети переменного тока роль катода и анода меняется при каждой перемене тока и оба электрода кажутся одновременно покрытыми свечением, так как световое впечатление в глазу сохраняется в течении времени погасания разряда при перемене направления тока. Вставляя в цепь лампы соответствующее сопротивление, можно регулировать силу тока и иметь, таким образом, источник света, потребляющий очень мало энергии. Применение такие источники находят в качестве ламп, сигнализирующих наличие в цепи напряжения. Выигрыш по сравнению с применением для этой цели обычных ламп накаливания заключается в экономии энергии. Для напряжений порядка 100—250 В лампы накаливания, потребляющие менее 15 Вт, не изготавливаются (предел дается диаметром вольфрамовой проволоки), а сигнальные неоновые лампы берут 5 Вт и менее в зависимости от размера электродов. Специфическая окраска свечения неоновой лампы также существенна для сигнальной лампы.

Для понижения потенциала зажигания сигнальной неоновой лампы к наполняющему ее неону прибавляют небольшое количество аргона (0,5—1%). Понижение потенциала зажигания объясняется столкновениями второго рода между атомами неона и аргона. Для пользования сигнальной неоновой лампой в сети переменного тока напряжением в 110—120 В одного прибавления аргона недостаточно. Здесь приходится идти по линии понижения потенциала зажигания разряда, покрывая электроды слоем бария. Железные электроды в еще не смонтированном виде тщательно прокаливаются в вакууме. Затем осторожно, избегая прикосновения к металлу пальцами, монтируют их на ножке лампы, окунают в 10%-ный раствор азиды бария и высушивают в таком положении, чтобы раствор азиды не образовывал сгустков. После этого лампа запаивается, откачивается и прогревается в печи до 300°. Затем лампа наполняется неонам с указанным выше содержанием аргона, тренируется разрядом, вновь откачивается и наполняется. Такая лампа не дает еще низкого потенциала зажигания и ровного свечения по всей поверхности электродов. То и другое достигается лишь по прошествии некоторого времени, в течение которого в лампе поддерживается разрядный ток силой, примерно раза в два больше нормального. Во время этой тренировки происходит окончательное образование слоя металлического бария на электродах. Длительность процесса тренировки лампы или активирования электродов зависит от размеров поверхности электродов.

Лучшие результаты тренировки могут быть получены при введении внутрь лампы поглощающих азот веществ, например металлического магния.

Сигнальные лампы других цветов могут быть получены применением вместо неона гелия и аргона или аргона, содержащего пары металла (например ртути).

**§ 2. Лампы для телевидения.** Лампы для телевидения также представляют собой лампы, использующие отрицательное свечение. Они предназначены для постоянного тока. Катод устраивается в виде прямоуголь-

ной плоской пластинки, размеры которой должны соответствовать размерам всего телевизионного аппарата<sup>1)</sup>.

При использовании лампы для приема изображений, благодаря устройству телевизионного аппарата, в глаз попадает в течение малой части секунды ( $\frac{1}{600}$ ) свет лишь от небольшой части катода (одна тридцатая)<sup>2)</sup>. Эти части сменяются одна за другой. В результате наблюдателю кажется, что он одновременно видит все части свежающейся катодной пластинки. Яркость свечения катода зависит от силы тока, проходящего через лампу в данный момент времени. Сила тока при прочих равных условиях зависит от наложенного на электроды лампы напряжения. Последнее состоит из постоянной части и наложенной на нее переменной части, даваемой приходящими с отправительной станции радиокосебаниями. Колебания модулируются при помощи фотоэлемента светом, исходящим в каждый данный момент времени от небольшой части передаваемого изображения. Эта часть должна в точности соответствовать той части катодной пластинки лампы (на приемной станции), от которой в данный момент попадает свет в глаз наблюдателя.

Из этого краткого описания способа применения „ламп телевидения“ ясны требования, предъявляемые к ним. Свечение всей поверхности катода должно быть совершенно ровное, без каких бы то ни было темных мест или разводов.

Между яркостью свечения и наложенным на лампу напряжением должна существовать линейная зависимость. Кроме условия линейности, характеристика должна показывать возможно меньший гистерезис. Что касается потенциала зажигания, то для современной аппаратуры вполне приемлемы лампы с потенциалом зажигания 130 В и средней рабочей точкой 180 В.

Наибольшие затруднения при изготовлении ламп телевидения представляет получение достаточно чистой и ровной поверхности катода. Катоды делаются из никеля, из железа или из железа, покрытого слоем никеля путем электролиза. При откачке для окончательной очистки поверхности катода применяется тренировка в разряде в водороде при давлении 2 тора. Необходимо после тренировки в водороде тщательно откачать этот газ с прогревом лампы в печи. Что касается газа для наполнения, то смесь 80% неона и 20% гелия дает большую интенсивность свечения лампы, чем чистый неон.

Современная техника ищет более мощных источников света для телевидения. В заграничной литературе имеется описание натриевых ламп телевидения. В этих лампах светятся пары натрия и используется не отрицательное свечение, а положительный столб. Для проектирования перелаваемого изображения на экран применяются точечные лампы, в которых свет катодных частей разряда выпускается наружу через небольшое отверстие в аноде. Увеличение яркости этих ламп достигается пу-

<sup>1)</sup> Анод изготавливается в виде плоской узкой прямоугольной рамки, поставленной впереди катода и обрамляющей его. Чтобы катод не светился напрасно с обратной стороны он покрыт слюдяной пластинкой.

<sup>2)</sup> Свечение должно покрывать с передней стороны всю катодную пластинку, начиная с некоторой определенной небольшой силы тока (например 5 мА).

тем применения катода, имеющего форму полуголого цилиндра („полый катод“). Все эти типы ламп телевидения применяются при механических телевизорах. Трубки катодного телевидения представляют собой сложные электронакуумные приборы.

**§ 3. Высоковольтные газосветные трубки.** Наиболее яркой частью газового разряда является положительный столб. Естественно в целях освещения использовать свечение этого столба. Мы уже упоминали выше о трубках Мура. Эти трубки Мур начал строить с 1904 г., наполняя их азотом (золотисто-желтое свечение) или углекислотой (трубки дневного света) до давления 0,5 мм Нг и пользуясь железными или графитовыми электродами. Данные азотных муровских ламп: при диаметре трубки в 4 мм сила разрядного тока 0,3 А, плотность тока 0,025 А/см<sup>2</sup>, сила света около 90 свечей на 1 м длины трубки, светоотдача около 2 люменов на 1 W. Вентильное приспособление для впуска азота представлено на рис. 201. При уменьшении давления газа в трубке увеличивается как ток через трубку и вторичную обмотку трансформатора *T*, так индуктивно и ток через первичную обмотку. Благодаря этому под действием катушки электромагнита происходит перемещение железного цилиндра *A* и трубки *R*, следствием чего является опускание уровня ртути *Q*, открывающей кончик стеклянного конуса и впускающей, таким образом, небольшую порцию воздуха в трубку. *U* представляют собой песочные столбики, служащие для того, чтобы разряд не проникал в трубку *K*. Приспособление для впуска углекислоты устроено подобным же образом, только трубка *S* — закрытая и содержит в себе запас мрамора и соляной кислоты, а также поглотитель для паров воды. Время бесперебойного действия трубок Мура порядка 8000—10 000 час. Дальше начинают сказываться нежелательные примеси, проникающие в трубку через вентиль и „жестящиеся“ медленнее, чем основной газ; в случае атмосферного азота такой примесью является аргон. В настоящее время удержалось применение лишь трубок Мура с углекислотой в качестве искусственного источника света, позволяющего правильно различать и оценивать цвета предметов, что существенно, например, в текстильном деле.

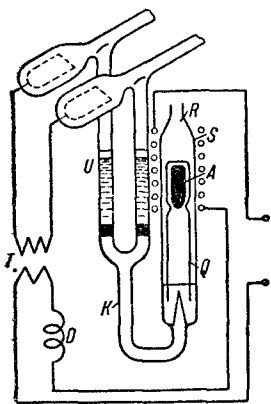


Рис. 201.

Неоновые высоковольтные газосветные трубки применяются в специальных случаях, например на аэродромах. Специфический цвет этого источника позволяет легко отличить его от других источников искусственного света. Кроме того, излучение неоновых трубок содержит много красных лучей и легко проникает через туман.

Другое применение высоковольтных неоновых трубок это — светящиеся буквы для рекламных надписей и светящихся лозунгов. Высоковольтные неоновые трубки довольно экономичны. Трубки диаметра 20 мм при наполнении неоном до 5 тор давления имеют в среднем светоотдачу 14 люменов на 1 W, что делает их не менее экономичными, чем пустотные лампы накаливания. Переменное напряже-

ние, нужное для поддержания соответствующей силы разряда в трубке, может быть вычислено по формуле:

$$V = a + bl, \quad (1)$$

где *l* — длина трубки в метрах, *a* соответствует катодному падению, а *b* — падение потенциала в положительном столбе на 1 м. Для трубок диаметром в 20 мм при давлении неона 5 мм формула (1) принимает вид:

$$V = 230 + 270 l, \quad (2)$$

при силе тока через трубку равной 80 мА. При меньшей силе тока слишком мал световой эффект, при большей — происходит слишком большое распыление электродов трубки. При других диаметрах трубок указанные цифры меняются. Меньшему диаметру соответствует и меньшая сила тока через трубку.

В момент зажигания разряда требуется напряжение на 25—50% больше напряжения, необходимого для поддержания оптимальной силы тока через трубку. Это обстоятельство должно быть учтено при выборе или расчете трансформатора для питания высоковольтных газосветных трубок. Наилучшими для этой цели оказываются трансформаторы „с большим рассеянием в железе“.

Электроды неоновых высоковольтных трубок, служащие в одну половину периода тока катодом, в другую — анодом, можно изготавливать из железа. Откачка трубок не представляет больших особенностей. Трубки прогревают, тренируя их на насосной установке разрядом и несколько раз откачивая газ после тренировки. Рекомендуется для экономии неона тренировку разрядом производить, наполняя трубки аргоном, и лишь затем производить наполнение неоном.

Что касается тех изменений, которые происходят внутри трубки во время их эксплуатации и которые, если не считать механических повреждений и растрескивания стекла, обуславливают собой продолжительность жизни трубки, то такими процессами являются распыление электродов и, как следствие этого распыления, „жестчение“ газа. „Жестчение“ благородных газов, в частности неона, почти незаметно по сравнению с другими газами, откуда и возникает возможность очищать благородные газы от небольших примесей, подвергая их действию интенсивного электрического разряда. Но если произвести опыт путем наблюдения за неоновой трубкой при длительной ее эксплуатации, то оказывается, что и неон „жестится“, по крайней мере, при наличии распыления электродов. Определение давления по „методу разбивания“ (гл. VI) в переставших гореть неоновых трубках показало, что за время их горения давление в них понижалось с 4—5 тор, до сотых долей тора. В литературе находим указание на такую формулу для подсчета ожидаемой продолжительности жизни неоновой трубки *T*:

$$T = \frac{kp^n d^2}{I^2}; \quad (3)$$

здесь *l* и *d* — длина и диаметр трубки, *p* — первоначальное давление неона, *n* — показатель степени, несколько больший единицы, *I* — разряд.

ный ток, проходящий через трубку,  $k$  — константа, зависящая от производственного метода изготовления трубки.

Параллельно с уменьшением давления неона в трубке происходит увеличение тока через трубку. Это обстоятельство усиливает скорость распыления электродов и быстроту исчезновения неона. Поэтому рациональные условия эксплуатации высоковольтных неоновых трубок должны включать в себя периодическую проверку силы идущего через трубку тока и соответствующее переключение клемм трансформатора (если он сделан секционно) или изменение кажущегося сопротивления, введенного в цепь для регулировки силы тока дросселя. В литературе есть указания на длительность непрерывного горения неоновых высоковольтных трубок в 20 000 час. Цифра 5 000 час. является легко достижимой при хорошей очистке поверхности электродов путем прокаливания их в вакууме до монтажа трубки, что сильно уменьшает распыление.

Кроме неона, в светящихся буквах для получения других цветов, применяется гелий, а также аргон с парами ртути. В последнем случае газосветные трубки имеют синий цвет или, при трубке из желтого стекла, — зеленый.

В лабораториях английской „Дженерал электрик компани“ в Вемблее выработаны типы трубок с особой змейкообразной формой положительного столба. Светящаяся змейка все время красиво извивается и меняет свое расположение. Такое движение положительного столба происходит от влияния на разряд некоторого специально введенного в трубку органического вещества, как это, например, можно наблюдать при введении в трубку нафталина — трубчатый разряд, описанный в § 11 главы XIV. При определенных условиях змейкообразный разряд переходит в слоистый. Эта последняя форма разряда также находит применение в трубках для световых реклам, так как представляет собой очень эффектное зрелище. Чисто ртутные высоковольтные трубки с жидким ртутным катодом, применявшиеся для светокопировки в настоящее время выходят из употребления и заменяются ртутными лампами интенсивного горения (ИГАР).

**§ 4. Трубки интенсивного горения.** В трубках интенсивного горения происходит разряд с гораздо большей плотностью тока, чем возможно в обычном тлеющем разряде, имеющем место в высоковольтных газосветных трубках. Кроме того, для зажигания и поддержания разряда в этих трубках требуется сравнительно низкое напряжение порядка 200—100 В и менее. То и другое достигается применением дугового разряда при катод с усиленной термоионной эмиссией. Кроме большой плотности тока и связанной с этим большой яркости и большой общей силы света, трубки интенсивного горения при соответствующем оформлении и режиме использования имеют большую светоотдачу и потому очень экономичны. Некоторые специфические особенности трубок интенсивного горения, — в частности, возможность поддерживать внутри такой трубки сравнительно высокую температуру, — позволяють расширить число применяемых в этих трубах металлических паров. Чтобы понять, почему трубки интенсивного горения могут быть более экономичны, чем лампы накаливания, необходимо сравнить свечение газа со свечением твердых раскаленных тел.

Как известно, законы излучения твердых тел таковы:

1) Общее количество излучаемой при температуре  $T^\circ$  энергии пропорционально  $n$ -ой степени температуры, причем для абсолютно черного тела  $n = 4^1$ ), для всех действительно существующих в природе тел, имеющих всегда некоторое избирательное поглощение,  $n$  близко к 4; в частности, для вольфрама при температуре в 2000—3000° К лежит в пределах между 4 и 5.

2) Твердое тело излучает свет или электромагнитные волны самых различных длин волн. Максимум излучаемой энергии соответствует при данной температуре излучающего тела  $T$  некоторой определенной длине волны  $\lambda_m$ , причем:

$$T\lambda_m = \text{const.} \quad (4)$$

Из (4) следует, что чем выше температура излучающего тела, тем дальше в область коротких волн продвигается максимум интенсивности излучения (закон смещения Вина)

3) Третий закон — закон Планка — дает распределение энергии в спектре излучающего абсолютно черного тела:

$$E_\lambda d\lambda = \frac{c^2}{\lambda^5} h \frac{1}{e^{\frac{ch}{\lambda T}} - 1} d\lambda. \quad (5)$$

Как закон Вина, так и закон Стефана-Больцмана могут быть выведены из закона Планка. Перечисленные три закона говорят об общей энергии излучения. При переходе к вопросам освещения и экономичности источников света, использующих раскаленное твердое тело, мы прежде всего наталкиваемся на то обстоятельство, что далеко не все излучение раскаленного тела ощущается нашим глазом в виде света. Лишь небольшая часть всего „спектра излучения“, именно лишь излучение, соответствующее длинам волн от 0,400 (фиолетовый конец спектра) до 0,760  $\mu$  (красный конец), представляет собой видимый свет. Вся остальная доля энергии излучается в виде инфракрасных и ультрафиолетовых лучей. Кроме того, различные части видимого спектра действуют на глаз различно. Если бы можно было добиться излучения всей энергии в виде света длины волны 0,55  $\mu$ , что соответствует зеленовато-желтому оттенку в спектре, то каждому ватту излучаемой энергии соответствовал бы общий (взятый по всем направлениям) световой поток в 620 люменов<sup>2)</sup>. Начиная от длины волны 0,55  $\mu$  в ту и другую стороны, интенсивность действия света на глаз, а следовательно, и число люменов, входящих на 1 Вт излучаемой энергии, падает и доходит до нуля на обоих концах видимого спектра, согласно кривой рис. 202. Эти данные относятся к так называемому „нормальному“ глазу. Световой поток, соответ-

<sup>1)</sup> Закон Стефана-Больцмана.

<sup>2)</sup> Люмен — единица „светового потока“, т. е. той доли излучаемой энергии, распространяющейся в каком-либо направлении, которая действует на глаз. 1 люмен — световой поток, падающий на единицу поверхности сферы радиуса равного единице, если в центре этой сферы помещен источник силой в 1 международную свечу. Таким образом источник света в 1 свечей излучает по всем направлениям, вместе взятым, 4 $\pi$  люменов.

ствующий 1 W затрачиваемой энергии, называется „световой отдачей“. Подсчет, основанный на перечисленных выше законах излучения, показывает, что нить лампы накаливания при тех температурах, при которых лампа практически достаточно долговечна (1000 часов горения), излучает в качестве видимого света лишь 2—3% затрачиваемой на нагревание волоска энергии. Остальная часть энергии является потерянной для целей освещения и в конечном итоге превращается в тепло. Нетрудно сообразить на основании закона смещения Вина, с одной стороны, и закона Стефана-Больцмана — с другой, что с повышением температуры нити накала доля излучаемой энергии, используемая на освещение, возрастает. Но, во-первых, нельзя повышать температуру нити лампы накаливания без очень сильного сокращения „времени жизни“ последней.

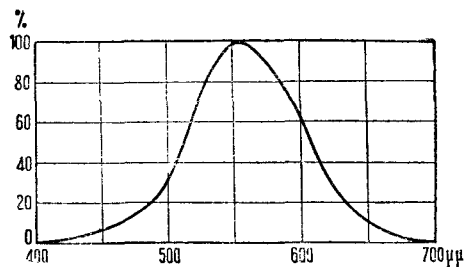


Рис. 202.

Кроме того, наиболее тугоплавкий металл вольфрам плавится при температуре 3338° С. Во-вторых, даже при температуре 6000° (примерно температура солнца), при которой положение максимума интенсивности в излучаемом спектре соответствует наибольшей чувствительности глаза, т. е. при самых благоприятных условиях, которых когда-либо можно было бы достигнуть, применяя в качестве источника света твердое раскаленное тело, ведущее себя, подобно вольфраму или углю, более или менее как „черное тело“, — видимый свет составит лишь 14% всего излучения.

Другое дело, если мы имеем газ, светящийся в положительном столбе тлеющего разряда или дуги. Этот газ излучает не сплошной спектр, а отдельные спектральные линии. Если все эти линии лежат в ультрафиолетовой или инфракрасной части спектра, то излучение газа будет вообще невидимо. Если же мы возьмем другой крайний и, конечно, трудно осуществимый случай, когда все спектральные линии, излучаемые газом, лежат в видимой части спектра, то такой источник света может оказаться гораздо более экономичным, чем источник с раскаленным твердым телом. Световая отдача его будет зависеть от того, как расположены линии излучаемого газом спектра по отношению к длине волны 0,55 μ. Подсчет процента энергии, излучаемой в виде света, производится следующим образом. Общая энергия излучения каждой спектральной линии обозначается относительным числом так, чтобы сумма этих чисел составляла 100. Каждое из этих чисел  $I_\lambda$  умножается на чувствительность глаза  $A_\lambda$  в данной части спектра, причем за единицу принята чувствительность к свету длины волны 0,55 μ. Затем все полученные произведения складываются. В табл. 1 приведен пример такого подсчета, произведенный для положительного столба при разряде в неоне<sup>1)</sup>.

1) Таким же точно образом подсчитаны указанные выше проценты всей излучаемой энергии, соответствующей видимому свету в случае раскаленного твердого тела. Только в этом случае оперируют не с отдельными спектральными линиями, а с полосками, на которые разбивают весь видимый спектр.

Результат сложения чисел последнего столбца табл. 1 показывает, что при отсутствии каких бы то ни было излучений в инфракрасной и ультрафиолетовой частях спектра и при отсутствии каких бы то ни было потерь на нагревание, теоретический предел той доли, подводимой к положительному столбу разряда в неоне энергии, которая может быть превращена в световую энергию, равен 23,7%, т. е. много выше теоретического предела 2—3% для лампы накаливания. Если от этих чисел перейдем к светоотдаче, исходя из указанного выше числа 620 люменов на 1 W, представляющего собой обратную величину „механического эквивалента световой энергии“, то получим: максимальная светоотдача положительного столба в неоне — 147 люменов на 1 W, тогда как максимальная светоотдача вольфрамовой лампы накаливания с продолжительностью жизни порядка 1000 час. —  $620 \cdot 0,03 \approx 18$  люменов на 1 W. Конечно, от наибольшей теоретической светоотдачи до технической осуществимой в случае газосветных ламп еще очень далеко, так как общая затрата энергии, подводимой осветительной сетью для поддержания разряда в трубке, может быть много больше, чем энергия, затрачиваемая на элементарные процессы в положительном столбе и, кроме того, в самом этом столбе часть энергии непосредственно превращается в тепло, например при „рекомбинации“ электронов и ионов на стенках трубки. Однако различные побочные потери, неизбежные при пользовании газосветными трубками, отнюдь не сводят к нулю теоретического преимущества этих трубок над лампами накаливания или, выражаясь общее, преимущества „люменцирующих источников света“ над „термическими излучателями“.

В трубке интенсивного горения одну из непроизводительных, с точки зрения излучения, затрат представляет собой энергия, затрачиваемая на подогрев катода. Чтобы уменьшить эту затрату, используются оксидными катодами. В настоящее время с подогревными катодами делают только неоновые трубки интенсивного горения. В ртутных и нариевых лампах применяют самокалящиеся, т. е. нагреваемые разрядом оксидные катоды.

При изготовлении трубок интенсивного горения возникает задача осуществить металлические вводы на сравнительно большую силу тока. Эта задача решается путем применения специальных сортов стекла, допускающих благодаря коэффициенту расширения, близкого к коэффициенту расширения молибдена или вольфрама, пайку электродов в виде толстой проволоки или стержней из этих металлов.

Таблица 1

$\lambda$	$I_\lambda$	$I_\lambda A_\lambda$
5852	2,8	2,28
5944	4,1	2,88
6096	5,2	2,63
6143	10,3	4,66
6266	4,8	1,46
6334	8,3	1,95
6382	8,3	1,60
6402	27,7	4,84
6506	11,0	1,15
6678	6,1	0,22
6929	2,7	0,02
7032	8,7	0,03
	100,0	23,7

Для облегчения зажигания трубок интенсивного горения применяются специальные приспособления, состоящие в добавочных электродах в виде штифтов, помещаемых на близком расстоянии от одного из основных электродов и соединенных через большое сопротивление с противоположным полюсом источника тока. Одним из приемов облегчения зажигания разряда в лабораторной обстановке служит приближение к трубке одного из полюсов катушки Тесла или проволоки от одной из вторичных клемм индукционной катушки. В качестве балластного сопротивления в цепи при переменном токе применяется дроссель, что более экономично, чем применение омического сопротивления. Потеря энергии на дросселе составляет не более 10% всей затрачиваемой энергии.

Применение дросселя приводит к увеличению разности фаз между током и напряжением, и поэтому уменьшает „косинус фи“ цепи, что является не экономичным. Увеличение „косинуса фи“ приходится компенсировать введением в схему подводки тока к лампам соответствующих конденсаторов довольно большой емкости. Из трубок интенсивного горения в настоящее время довольно широкое распространение начинают приобретать ртутные лампы „высокого давления“ и натровые лампы [18].

Ртутные лампы высокого давления для целей освещения и светоконтровки носят у нас по терминологии, введенной изготовляющим их в Москве Электрозаводом, название ламп „ИГАР“. Они изготовляются из тугоплавкого стекла и имеют самокалящиеся оксидные катоды. В этих трубках имеет место дуговой разряд с отшнуровавшимся положительным столбом. Температура внутри шнура порядка 5000—6000° К; температура стеклянных стенок несколько сот градусов Цельсия. Предельное давление паров ртути в этих лампах устанавливается дозировкой количества ртути в лампе. При нормальном режиме эта ртуть полностью испаряется. Чем выше давление паров ртути, тем больше градиент потенциала в разряде и напряжение, приходящееся на лампу. Лампа дозируется на определенное напряжение путем перегонки из бокового отростка ртути в готовую горящую лампу при непрерывном наблюдении показаний вольтметра. По достижении нужного напряжения, следовательно, при наличии нужного количества ртути в лампе, лампа выключается и боковой отросток быстро отпаивается. Для того чтобы были соблюдены внешние условия устойчивости разряда, необходимо, чтобы напряжение на лампе не превосходило определенной доли общего напряжения цепи (порядка  $\frac{2}{3} - \frac{3}{4}$ ); остальная часть напряжения источника тока должна приходиться на сопротивление или дроссель. Мощность разряда в лампе можно варьировать, изменяя силу тока. При одной и той же мощности более удобны для применения и более экономичны лампы с большим напряжением и меньшим током. Для соблюдения правильного теплового режима, обеспечивающего полное испарение введенной в лампу ртути, некоторые типы ртутных ламп высокого давления заключаются в „вакуумную рубашку“, т. е. во вторую внешнюю оболочку, из которой воздух откачивается. Давление в лампах зависит от типа лампы и доходит до атмосферного давления или немного выше. Специальную разновидность ртутных ламп высокого давления представляют собой лампы, применяемые для медицинских целей (облучение ультрафиолетом; „горное солнце“),

носящие название ламп Гереуса или по номенклатуре Электрозавода АРК. В отличие от ламп типа ИГАР эти лампы изготовляются в трубках из прозрачного плавленного кварца. Обычно они имеют форму подковы. Техническое затруднение при их изготовлении представляет вопрос о впаивке вольфрамового или молибденового ввода в кварц<sup>1)</sup>. Задача решается путем применения специальных ртутных или свинцовых уплотнений или же переходных стекол с коэффициентом теплового расширения средним между коэффициентами расширения кварца и вольфрама. Предложена также впаивка очень тонких полосок молибдена с острыми краями непосредственно в кварц [28]. Как лампы типа ИГАР, так и лампы типа АРК содержат небольшое количество аргона (давление порядка 10 тор) с целью облегчить зажигание разряда и обеспечить его переход в другой разряд. Светоотдача ламп типа ИГАР мощностью 400 ватт порядка 35—40 люменов на ватт.

Применение кварца дает возможность повысить температуру стенок ртутной лампы интенсивного горения и тем самым увеличить давление при наличии избытка ртути до очень больших значений. Понятно, что толщина и форма стенок должны быть приспособлены к тому, чтобы это давление выдержать. Такие лампы разработаны в Голландии в лаборатории лампового завода Филиппа Эленбасом и Бойлем и называются лампами „сверхвысокого давления“. В литературе [15, 16, 27, 38, 42] описано три типа таких ламп. В табл. 2 приведены характеризующие их данные.

Таблица 2

Ртутные лампы сверхвысокого давления — Филиппа (по данным [28])

Тип №	Длина разрядного промежутка мм	Мощность W	Световой поток Люмен	Светоотдача Люм/W	Яркость свечей см <sup>2</sup>	Давление кг/см <sup>2</sup>	Напряжение вольт	Ø внешний мм	Ø внутренний мм	Ø светящегося шнура мм
1	18	75	3 000	40	1 100	16	440	6	2	1,5
2	10	600	36 000	60	40 000	150	550	6	2	1,5
3	10	1000	80 000	80	170 000	270	850	3	1	0,7

Тип № 1 выпущен Филиппом в продажу. Тип № 2 в 1936 году, видимо, не вышел еще из стадии лабораторной разработки. Относительно типа № 3 имеются лишь описания отдельных опытов. В этих описаниях упор делается на достижении яркости большей, чем яркость солнца [24]. В литературе встречаются описания еще другого типа ламп сверхвысокого давления, в котором разрядный промежуток заключен не в узкий капилляр, а в шарообразную трубку диаметром в несколько сантиметров [33].

<sup>1)</sup> Коэффициент теплового расширения вольфрама  $44,5 \cdot 10^{-7}$ , а плавленного кварца (так называемого „кварцевого стекла“) всего только  $5 \cdot 10^{-7}$ .

Ртутные лампы высокого давления излучают синевато-белесоватый свет. Недостатком при применении их для целей освещения является отсутствие в их спектре красных лучей и происходящее отсюда искажение цветов освещаемых ими предметов. Человеческие лица приобретают лиловую окраску. С увеличением давления в спектре ртутного разряда происходит перераспределение интенсивности излучения между отдельными линиями спектра и появляется общий сплошной фон. В результате в лампах сверхвысокого давления цвет излучения приближается к белому [32, 33]. Так, если в солнечном свете доля светового потока, приходящегося на красное излучение ( $\lambda > 5900 \text{ \AA}$ ), равна  $13\%$ , то при давлении  $16 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$  и градиенте потенциала в разряде  $140 \text{ вольт/см}$  доля красного излучения составляет  $5\%$ . При давлениях соответствующих градиентам  $570, 825, 1010$  и  $1210 \text{ вольт/см}$  эта доля по измерениям, произведенным в лаборатории Филипса, равна соответственно  $9,2, 10,8, 11,8$  и  $14,1\%$ . В осветительной технике усиленно ведутся работы по изучению методов улучшения цветности излучения ртутных ламп и увеличения их светоотдачи путем использования явлений флуоресценции некоторых химических веществ под действием ультрафиолетовых лучей. Задача об экономическом „белом“ источнике света будет, по видимому, решена в близком будущем, именно этим путем [13, 14, 23, 30, 31, 34].

Натровые лампы отличаются еще большей светоотдачей, чем ртутные лампы высокого давления. При соответствующих условиях дугового разряда в парах натрия  $80\%$  всей излучаемой энергии приходится на двойную резонансную линию натрия  $5890$  и  $5896 \text{ \AA}$ . При лабораторных опытах достигнута светоотдача  $370 \text{ люмен/ватт}$  при силе тока  $0,1 \text{ А}$  и при учете затраты энергии в одном лишь положительном столбе разряда. Однако, используя трубку при таком режиме, приходится затрачивать большое количество дополнительной энергии на разогревание стенок трубки для достижения оптимального давления паров натрия. Увеличение силы тока для разогревания лампы снижает светоотдачу. Разработанные и применяемые на практике в настоящее время типы натровых ламп имеют светоотдачу до  $60 \text{ люмен/ватт}$ . Эта цифра может быть еще повышена соответствующим утеплением лампы (сложная оболочка, сложный Дюаровский сосуд). Вследствие желтого монохроматического излучения, совершенно исключая возможность различать цвета, натровые лампы непригодны для общего освещения. Они находят применение и являются чрезвычайно экономичными в тех случаях, когда требуется лишь сравнительно слабое освещение. При их помощи оказывается экономически выгодным заменить неудобные автомобильные фары общим освещением автострад. Монохроматичность излучения в данном случае полезна, так как устраняет хроматическую абберацию глаза и тем увеличивает отчетливую видимость предметов, находящихся на дороге [29].

При изготовлении натровых ламп очень существенным является вопрос о взаимодействии паров натрия со стеклом, вследствие которого все обычные сорта стекол очень быстро темнеют. Задача решается путем применения специальных стекол, почти не содержащих кремния или путем покрытия внутренней поверхности стеклянных трубок веществом, не реагирующим с натрием, например, тонким слоем буры [21, 22].

Литература ко всему параграфу: [3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 26, 35, 37].

Специально по натровым лампам: [25, 40].

**§ 5. Лампы солнечного света.** В „лампах солнечного света“ мы имеем дело со свечением паров ртути в дуге, горящей между вольфрамовыми электродами. По своей конструкции эта лампа представляет собой лампу накаливания со спиралеобразной нитью, наполненную до некоторого давления аргоном и содержащую каплю ртути в колбе. При замыкании тока через такую лампу вольфрамовая нить раскаливается до нормального накала и нагревает всю колбу лампы настолько, что давления ртутного пара оказывается достаточным для образования дуги между электродами лампы в местах присоединения вольфрамовой спирали. Как только образуется дуга, напряжение на концах вольфрамовой спирали падает, и дальше спираль остается нагретой лишь „в полнакала“. Лампа называется „солнечной“ из-за богатого содержания в ее спектре ультрафиолетовых лучей, весьма полезных в гигиеническом отношении. Соответствующий подбор пропускной способности стекла должен гарантировать отсутствие вредного (короче  $297 \text{ м.м}$ ) ультрафиолетового излучения и достаточное количество полезной, близкой к видимому спектру, части этого излучения. Такое стекло называют „увиолевым“.

**§ 6. Применение приборов газового разряда для различных целей. Выпрямители, преобразователи тока; тиратроны.** В этом параграфе мы даем лишь краткий обзор приборов, основанных на газовом разряде и не служащих непосредственно для целей освещения. Интересующиеся найдут подробное описание главнейших из них, нашедших широкое применение в электротехнике, в специальных книжках [4, 5], а также в книге Энгеля и Штейнбека, во втором томе которой техническим применениям газового разряда посвящен большой раздел. Самостоятельную техническую область, имеющую свою большую литературу, представляют собой пустотные приборы — катодные усилительные и генераторные лампы, кенотроны, вакуумные фотоэлементы, трубки Кубецкого и Тимофеева, катодные осциллографы и т. д. [36].

Свойство трубки газового разряда „зажигаться“ и становиться способной проводить сильные токи лишь при разности потенциалов на клеммах трубки больше потенциала зажигания используется в трубках, применяемых в качестве предохранительных приборов, защищающих линии электропередачи низкого напряжения от аварии в случае контакта с проводом высокого напряжения или от высоких потенциалов, создаваемых грозным разрядом. Эти предохранители действуют либо просто замыкая линию на землю и отводя опасные для линии сильные токи, либо посредством приведения в движение различных автоматических приспособлений для размыкания линии и т. п. Потенциал зажигания разрядной предохранительной трубки должен превышать хотя бы на несколько вольт нормальное напряжение линии. Для предохранения телефонных и телеграфных линий от зарядов, индуцированных осветительными сетями (а также атмосферным электричеством) применяются лампы малого размера.

Закон Геля и вытекающая из него при отсутствии положительного столба почти полная независимость напряжения на клеммах трубки от силы тока через трубку при режиме, соответствующем „нормальному“



тлеющему разряду, дает возможность применить разрядные трубки в качестве стабилизаторов напряжения. В этом случае требуется катод с большой площадью поверхности, а анод должен быть относительно малым. Та цепь, на концах которой должно сохраняться постоянное напряжение, присоединяется параллельно разрядной трубке [17, 14]. На законе Геля основан также осциллограф Герке. Катод имеет форму длинного штифта. Длина покрытой разрядом части штифта пропорциональна силе тока. Осциллограммы получаются путем фотографирования этой светящейся части катода на движущейся пленке или бумаге (см. также [39]).

Действие трубок газового разряда в качестве выпрямителей основано на какой-либо асимметрии электродов. Самый простой случай представляет собой трубка с двумя электродами неодинаковых размеров. В случае аномального разряда катодное падение возрастает одновременно с плотностью тока. Поэтому определенная величина наложенного на клеммы трубки напряжения  $V$  и площадь поверхности катода ограничивают силу тока с катода, так как катодное падение неминуемо должно быть меньше  $V$ . Если один электрод трубки очень большой, а другой имеет очень малую поверхность, то переменный ток, в цепи которого включена такая трубка, оказывается в очень значительной степени выпрямленным. Еще более совершенное выпрямление достигается, когда потенциал зажигания разряда в трубке в одном направлении больше, чем в другом, и притом больше, чем максимальное напряжение в цепи. Этого можно достигнуть, придавая электродам различную форму. Так, при комбинации электродов плоский диск — острое, потенциал зажигания будет ниже, если катодом служит острое, так как в этом случае около катода поле более сильное, и интеграл в условии пробоя [см. гл. XIX (48)] становится равным единице при меньшей разности потенциалов между катодом и анодом, чем в том случае, когда острое — анод, плоский диск — катод. Другой способ достигнуть той же цели заключается в покрытии одного электрода оксидом или другим увеличивающим электронную эмиссию веществом. Можно также просто делать один электрод из одного вещества, другой из другого. Этот способ применяется в ртутных выпрямителях, нашедших теперь широкое распространение. Здесь один электрод — жидкая ртуть, другой — угольный стержень. Разряд дуговой; катодом служит жидкая ртуть. В газовых выпрямителях „газотронах“, наполненных благородным газом, применяются оксидные недогревные катоды.

Ртутные выпрямители и газотроны являются приборами, аналогичными кенотронам — катодным лампам с двумя электродами. Существуют также трубки газового разряда, аналогичные трехэлектродным катодным лампам. Во-первых, сюда относятся катодные лампы с небольшим содержанием благородного газа. Вследствие рассеяния окружающего нить отрицательного пространственного заряда положительными ионами газа крутизна характеристики таких ламп выше, чем крутизна характеристики пустотных катодных ламп. Во-вторых, — мощные трубки газового разряда, содержащие, кроме катода и анода, еще третий управляющий ток электрод — сетку. Способ управления током в этих приборах, называемых „тиратронами“, несколько отличается от обыкновенного управляющего действия сетки на анодный ток в трехэлектродной катодной лампе. Добавочный

электрод, на который не наложено никакого специального напряжения, заряжается отрицательно быстро движущимися электронами разряда и запирает ток на анод. Если дать отрицательному заряду уйти через какое-либо сопротивление в землю или если нейтрализовать отрицательный заряд на добавочном электроде каким-либо, хотя бы слабым, током, например, током от фотоэлемента в момент освещения последнего, то запирающее действие прекращается, и через тиратрон идет ток полной силы. Таким образом тиратрон служит мощным реле, приводимым в действие очень слабыми токами. Еще более обширную область применения имеют тиратроны при работе на переменном токе. Изменением сдвига фаз между напряжением на сетке и на аноде можно достигнуть непрерывного изменения тока трубки с помощью сеточного контура. Можно выпрямлять переменный ток и постоянный превращать в переменный. Тиратроны играют существенную роль в технике как слабых, так и сильных токов [20]. О специальных применениях дугового, коронного и искрового разряда нами сказано в главах XV, XVII. В некоторых случаях газовые разряды играют в технике вредную роль — таковы потери на корону и образование дуги при размыкании мощных или высоковольтных токов. О мерах борьбы с этим последним явлением смотри II том книги Энгеля и Штейнбека.



## УКАЗАТЕЛЬ ИМЕН

Адамс 242  
 Адамс и Ленгмюр 235 и сл.  
 Альтертум и Эвест 104 и сл.  
 Астон 227, 299, 303, 305  
 Айвес 193  
 Айртон 350 и сл.  
 Афанасьева и Тимофеев 195

Балог 297  
 Банери и Гангули 394  
 Бекк и Музон 211  
 Блуджетт и Ленгмюр 239—241  
 Богословский 66  
 Богуславский 239  
 Бояцман 166, 174  
 Бор 197—200  
 Боуен и Милликен 218  
 Браунбек 288  
 Бриджмэн 166

Вальтер и Семенов 247, 367  
 Варней, Уайт, Лёб и Позин 278  
 Векшинский и Птицин 71  
 Венельт 185  
 Вестфаль 308  
 Видеман и Эберт 393  
 Вильсон 218  
 — и Нойсс 213  
 Вин 207  
 Винклер 403  
 Вортинг и Форсайт 173  
 Вуррис (ван —) и Комптон 204, 342

Габор 388  
 Галле и Пирани 92  
 Гангули и Банери 394  
 Ганф и Бюст 68  
 Гаррингтон и Уйтерговен 215  
 Гартман 189  
 Геде 10, 46, 50, 55, 59  
 Гель  
 Гейгер 218, 384  
 Герике 11, 48  
 Герц и Франк 12, 197—203  
 Гесс 217  
 Гейслер 69  
 Гейтель и Эльстер 156 и сл.  
 Гибсон 212  
 Гидеман 393 и сл.

Гиппель 317  
 Гиппель и Франк 290  
 Глотов 287  
 Гольбек 55, 57 и сл.  
 Гольст и Остерюйи 294  
 Грей 242  
 Гувер 380  
 Гуккель и Кон 354  
 Гюнтершульце 318, 322, 326, 346  
 Гюнтершульце и Келлер 303 и сл.  
 Гюнтершульце и Фрик 308

Давыдов 255  
 Де-Бур и Тэвис 192  
 Дейтш 376, 378  
 Дёшмэн 161, 165 и сл., 170, 173, 178, 245  
 Дёшмэн и Фоунд 96, 98, 100  
 Джермер 181 и сл.  
 Джонсон 189  
 Дональдсон и Таунсенд 397 и сл.  
 Друде 157 и сл.  
 Дрюйвестейн 287, 330, 333  
 Дубова 111  
 Дэвиссон и Джермер 168, 173, 196  
 Дэвиссон и Кунсмэн 196  
 Дюар 108  
 Дюбуа 275  
 Дюнауайе 12, 54, 90, 94

Зеелигер 316, 325, 330, 342 и сл.  
 Зеелигер и Беккен 342  
 Зеелигер и Смекаль 344  
 Зейдель 71  
 Зейтс и Фукс 383  
 Зелени 148, 103 и сл.  
 Зоммермейер 255  
 Зоммерфельд 193

Капцов 290  
 Кауфман 262  
 Келлер и Гюнтершульце 303 и сл.  
 Кемпбелл 93 и сл., 118, 382  
 Керрис 72  
 Киллиан 330  
 Кинг 212  
 Кингдон и Ленгмюр 213  
 Кирхнер 395  
 Кларфельд 297

Клаузинг 128  
 Клейн и Росселанд 209  
 Клумб и Гаазе 95  
 Кнудсен 10, 56, 82 и сл., 85 и сл., 121, 128, 130, 133, 136  
 Колгеустер 217  
 Комптон 287, 342  
 Комптон и ван-Вуррис 204, 342  
 Комптон и Морзе 317  
 Комптон и Эккарт 389 и сл.  
 Кондратьева 111  
 Кон и Гуккель 354  
 Коссель 303, 308  
 Креффт 323  
 Кубецкий 196  
 Кунсмэн и Дэвиссон 196

Ланге 194  
 Ланжевен 230, 332  
 Лауэ 288  
 Лёб 276 и сл.  
 Леви 298  
 Ленар 101, 107, 110, 122, 128, 198—201  
 Ленгмюр 10, 59, 173, 182—185, 236, 241—245, 252—256, 342, 357, 384—388  
 — и Адамс 235 и сл.  
 — — Блуджетт 239—241  
 — — Кингдон 213  
 — — Мотт-Смит 247, 252, 255, 394  
 — — Тонкс 330—335, 387 и сл.  
 Лорени 82, 122  
 Луммер 354

Майр 370, 375  
 Мак-Киннон 397 и сл., 402  
 Мак-Леод 74  
 Максвелл 19  
 Мартин 88 и сл.  
 Маш 287  
 Мейер 295 и сл.  
 Милликен 189 и сл.  
 — и Боуен 218  
 — — Эйрик 179  
 Мирдель 399—401  
 Мозер 78  
 Моралев 287, 297 и сл.  
 Мотт-Смит и Ленгмюр 247, 252, 255, 334  
 Музон и Бекк 211  
 — — Суттон 212  
 Мур 403, 406

Неуманн 295

Олифант 215  
 Остерюйи и Гольст 294  
 Пашен 366, 395  
 Пеннинг 211, 214 и сл., 296, 336  
 Пик 367, 379  
 Пирани 402  
 Пирани и Галле 92  
 Плессе 342, 344

Позин 278, 286 и сл.  
 Птицин 113  
 Пуазейль 133

Рамасвани 82  
 Рамзауер 231, 233—235  
 Рашевский 166  
 Реден 78  
 Резерфорд 226  
 Рейман 186  
 Рикке 157 и сл.  
 Ричардсон 157—161, 165, 169—175, 181, 188  
 Роговский 269, 288—293, 364, 371  
 Рожанский 251  
 Росселанд и Клейн 209  
 Романов 79

Сага 212 и сл.  
 Саккур и Тетроде 165  
 Сандерс 286  
 Сато 377  
 Семенов и Вальтер 247, 367  
 Сенфорд и Хайкмэн 70  
 Слепьян 342  
 Смекаль и Зеелигер 344  
 Содди 117  
 Спивак 88 и сл., 101  
 Спивак и Рейхрудель 256, 335  
 Сутерленд 34  
 Суттон и Музон 212

Таунсенд 12, 229, 268, 275, 278, 280—283, 286, 289, 368  
 Таунсенд и Дональдсон 397 и сл.  
 Тетроде и Саккур 165  
 Томсон 154, 227, 279, 361, 389, 396 и сл.  
 — и Ленгмюр 330 и сл., 387 и сл.

Уйтерговен и Вербург 335  
 — — Гаррингтон 215

Фазель и Парсонс 369  
 Ферми 42, 167 и сл.  
 Флеминг 156 и сл.  
 Фуллер и Нордгейм 170  
 Фольмер 68  
 Форсайт и Вортинг 173  
 Фоунд и Дешмэн 96, 98, 100  
 Франк 201, 226, 229  
 Франк и Герц 12, 197—203  
 — — Гиппель 290  
 Фрей 295 и сл., 298

Хайкмэн и Сенфорд 70  
 Холл 157  
 Хольм 380

Цубер 288

Шервуд 111  
 Шмикк 312, 342

Шоттки 173, 175 и сл., 178, 181, 187, 189, 242, 327—330  
 Шпренгель 69  
 Штеебек 290  
 Штольт 341 и сл.  
 Шуман 269, 290, 293  
 Эберт и Видеман 393  
 Эвест и Альтертум 104 и сл.  
 Эггерт 212  
 Эдиссон 156 и сл.

Эйнштейн 73, 190 и сл.  
 Эккарт и Комптон 389 и сл.  
 Эленбас 334  
 — и Бойль 413  
 Эльстер и Гейтель 156 и сл.  
 Эпштейн 242  
 Эриксон и Милликен 179  
 Юз и Дюбридж 193

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Аблиц 55, 116—118, 149 и сл., 152  
 Абсорбция 107  
 Адсорбция 60, 107, 219  
 Анодное темное пространство 300  
 Атомы возбужденные 190—210, 212, 214, 239  
 — метастабильные 296, 298, 317, 388  
 Астоново темное пространство 299, 302—305, 308  
 Бар 11  
 Бильдкрафт 175—177  
 Вакуум прилипания 65, 79, 92, 106, 118, 141, 143, 147  
 — черный 106  
 Вероятность возбуждения 200, 204 и сл., 309  
 — данной длины свободного пути 34 и сл.  
 — ионизации 204 и сл., 294, 315, 395  
 — рекомбинации 315  
 Возбуждение атома 199  
 Выпрямители 415  
 Газовая постоянная 14  
 Газосветные трубки высоковольтные 406—408  
 Гетгер 116—118  
 Гистерезис 202, 343, 351, 391, 405  
 Гитторфово темное пространство 299  
 Глиммихт 299, 403  
 Градиент нормальный 322  
 — потенциала в положительном столбе 322, 324—326, 329  
 Градуировка манометра 98 и сл., 102  
 Длина свободного пути молекулы 26—29, 31—33, 38, 61, 131  
 — — — электрона 29, 232, 235  
 Диффузия амбиполярная 223, 327 и сл., 332  
 Диффузия газа 32  
 — ионов и электронов 223—225, 315—319, 391  
 — резонансного излучения 207 и сл.  
 Дуга в вакууме 340  
 — низковольтная 260, 387—391, 395  
 — шипящая 340, 350  
 — Штольца 341 и сл.  
 Дуги образование 343—346

Жестчение газа 113—116, 312, 401, 403, 407  
 Закон Больцмана 331  
 — Геля 305—308, 316, 320, 415—417  
 — Гольдштейна 335  
 — Дальтона 18  
 — излучения Планка 409  
 — Кнудсена 98, 128—131, 135, 138  
 — косинуса 35—37, 123  
 — Максвелла 19, 26, 43, 158  
 — Пашена 283, 285, 395  
 — подобия 285 и сл., 304, 309  
 — Пуазейля 119—121, 128, 130 и сл.  
 — Ричардсона 161, 346  
 — Ричардсона-Дешмэна 166, 175, 178  
 — смещения Вина 409  
 — Стефана-Больцмана 409  
 —  $\frac{3}{2}$  („грех вторых“) 238, 241 и сл.  
 — Эйнштейна 190, 193  
 Законы излучения 409  
 Запаздывание разряда 287—289  
 Заряды поверхностные 256  
 — пространственные 236—245, 249, 259, 268 и сл., 270, 272, 280, 290 и сл., 310, 364, 384, 389, 393, 395 и сл.  
 Зонды Ленгмюра 248—256, 319  
 — накаливаемые 246—247  
 — простые 245 и сл., 256  
 — Сато 377  
 Излучение космическое (всепроницающее) 217 и сл., 256  
 Интенсивность ионизации 227  
 Ионизатор 156  
 Ионизация газа 156, 258, 366, 401  
 — остаточная 216—218, 259, 360, 395  
 — поглощением излучения 214  
 — соударениями 2-го рода 197—211, 285  
 — столкновениями + ионов 211 и сл., 401  
 — — электронов 197—211  
 — ступенями 207 и сл., 286, 321, 391  
 — термическая 212 и сл., 324, 361  
 Ион легкий 221 и сл.  
 — нормальный 228 и сл.  
 — тяжелый (медленный) 156, 228 и сл., 322 и сл.  
 — тяжелый отрицательный 156, 296  
 Искра дуговая 360

Искра конденсированная 361  
Искра тлеющая 360

Калибровка манометра 98 и сл., 102  
Камера Вильсона 361  
Катодная кисть 347  
Катодное падение 299, 301—305, 349, 407, 416  
Катодное пятно 344, 346—348, 355  
Катоды барьеры 182  
— Венельта 185  
— оксидные 154, 182, 185—187, 308, 384, 411, 416  
— сложные 192 и сл., 195 382  
— торированные 182  
Коронирующий провод 365 и сл. 376, и сл.  
Коэффициент аккомодации 88, 91  
— внешнего трения 32  
— внутреннего трения 31, 101  
— диффузии 33, 223  
— рекомбинации 220—223, 227  
— скольжения 32  
— Таунсенда  $\alpha$  269 и сл., 275, 281—287  
—  $\beta$  269 и сл., 275, 281—287  
—  $\gamma$  269 и сл., 275, 281—287  
— теплопроводности 29, 31  
Константа Больцмана 26, 166  
Кратер положительный 340, 347, 350, 354 и сл.  
Круксово темное пространство 299, 301—305, 309, 313, 316, 347

Лавина положительных ионов 258, 259 и сл., 269, 289 и сл., 294—296  
— электронов 259, 269—271, 288—294, 296, 314, 316, 365, 378, 384  
Лампы Игар 408, 412  
— натровые 405, 414 и сл.  
— неоновые 403 и сл., 406  
— сверхвысокого давления 295 и сл., 321, 324, 413  
— ртутные 412  
— солнечного света 415  
— телевидения 404 и сл.  
Лучи анодные 320  
— каналовые 207, 312, 317 и сл.

Манометр абсолютный 82, 86  
— Ленгмюра 101  
— ионизационный 95—101  
— Мак-Леода 65, 74—82, 104, 118, 141, 147, 149  
— механический 74  
— основанный на теплопроводности 91—95  
— — трении 101 и сл.  
— Пирани 92—95, 103, 153  
— радиометрический 82—88, 90  
— ртутный 73 и сл.  
Метастабильность 208—210, 215, 272, 297, 401  
Микрополе 388

Насос Ганфа и Бюста 68  
— Герике 48  
— Гейслера 69  
— конденсационный 47, 59  
— Ленгмюра 62—67, 70, 97, 147, 153  
— многосупенчатый 67—69  
— молекулярный 55—59  
— Пфейфера 51—54  
— ротационный масляный 47—54  
— ртутный диффузионный 59 и сл.  
— с органическими веществами 70—72  
— стальной Геде 68  
— Шпренгеля 69 и сл.  
Начальная напряженность поля короны 364—367, 375, 380  
Неоновые лампы сигнальные 404  
— трубки 406—408  
Нейтрон 218

Окклюзия 107  
Опыт теней 312—314  
Ореолы 319  
Остов плоский 322 и сл.  
— разряда 300, 321—326  
Отшуровывание положительного столба 309, 324 и сл., 356

Переходные формы разряда 260, 268, 280, 301 и сл., 344, 384  
Плазма 248, 256, 321, 326—328, 330—333, 336, 385, 387 и сл.  
Пламя отрицательное 387  
Поверхность минимального потенциала 242  
Поглощение газов 72, 107—110  
Подвижность ионов и электронов 225—230, 259, 272, 279, 295  
Положительный столб 291, 300—302, 321—336, 393  
— — слоистый 335—338  
Порог фотоэффекта 190  
Послесвечение 402  
Постоянная Больцмана 26, 166  
— манометра Мак-Леода 76, 80  
— Планка 42, 198  
Потенциала определение в газе 245—256  
Потенциал возбуждения атома 199, 203  
— горения наименьший 389, 395  
— зажигания 268, 280, 285, 289, 306, 317, 353, 362, 382—384, 395, 401  
— искровой 280, 362  
— ионизационный 96, 192, 198—200, 205, 258, 281, 336, 349, 388, 394  
— пробоя 280, 289  
— резонансный 208  
Потенциальный барьер 167, 170, 180  
Потери на корону 366, 379 и сл.  
Продолжительность жизни возбужденного атома 207  
— — метастабильного атома 209  
Прямая сопротивления 345

Работа выхода 157—161, 166, 170, 176, 183, 185, 190, 285, 307, 348  
Работа выхода внешняя 168, 170  
— — внутренняя 169 и сл.  
Разделение газов в разряде 326  
Разряд безэлектродный 392, 396—402  
— в вакууме 260  
— высокочастотный 260, 392—402  
— дуговой 260, 268, 339—359, 365, 392  
— затрудненный 301  
— искровой 260, 360—365  
— кистевой 260, 393  
— кольцевой 396—402  
— конденсированный искровой 361  
— коронный 229, 260, 364—380  
— несамостоятельный 268, 270, 280, 291, 382, 384  
— самостоятельный 268, 270, 280, 283, 290 и сл., 364, 381  
— с искусственно подогреваемым катодом 260, 384—388  
— скользкий 362 и сл.  
— слоистый 301, 335, 394  
— с острия 260  
— таунсендовский 259 и сл., 268, 280, 299, 302  
— тихий 259, 364, 381  
— тлеющий 214, 219, 265, 268, 280, 291—339, 365, 392  
— трубчатый 325, 403  
Разряды подобные 284 и сл.  
— шнуровые 324 и сл.  
Распределение потенциала в безэлектродном разряде 400  
Распределение потенциала в высокочастотном разряде 394  
— — в дуге 348 и сл.  
— — в низковольтной дуге 389  
— — в тлеющем разряде 302, 313, 318, 348  
Распределение скоростей максвелловское 19, 26, 43, 159, 161, 181 и сл. 232, 242, 248, 250, 255 и сл., 279, 338, 385, 387 и сл.  
Распределение скоростей электронов 158, 161, 181 и сл., 193, 196, 232, 242, 250, 255, 338, 384, 394  
Распределение скоростей Ферми 42—44, 168  
Распыление катодное 310—312, 407 и сл.  
Рекомбинация ионов и электронов 219—223, 411

Свечение анодное 300, 320  
— возбуждения 207, 315, 323  
— катодное 304  
— первое катодное 299, 302, 304  
— рекомбинации 206 и сл., 315, 323 и сл.  
— тлеющее 299, 301, 304  
Силика-Гель 72, 110

Скорость наимвероятнейшая 19, 26  
— средняя арифметическая 24, 26, 33  
— — квадратичная 17, 25 и сл.  
— откочки 45—47, 128, 131—134  
Слои блуждающие 336  
Сорбция 107  
Сосуд Дюара 143 и сл.  
Спектр дуговой 206, 323, 354  
— искровой 206, 354, 396  
— свечения рекомбинации 206  
Столкновение (соударение) упругое 203, 231  
— — неупругое 1-го рода 203, 208, 214, 219, 255, 258, 317  
— — — 2-го рода 203, 209—211  
Страты 287, 335 и сл., 338, 394  
Сфера действия 233—235

Теорема Больцмана 174, 248  
Теория Бора 197 и сл.  
— Де-Бура и Тэвиса 192  
— зондов 385  
— положительного столба 326—335  
— Роговского 290—293, 302, 383  
— Таунсенда 290—293, 380, 382  
Температура в слоистом разряде 336  
— частей дуги 348  
— электронов в плазме 248, 256  
Теплоемкость газа молекулярная 40 и сл., 164  
Тиратроны 5, 415—417  
Ток насыщения 100, 242  
— ченаправленный 248  
Трубки интенсивного горения 408—416  
— Мура 403, 406

Уравнение Геде 46  
Условие пробоя 269  
Условия устойчивости разряда 262—266, 268, 276—278, 280, 317, 345, 412

Фарадеево темное пространство 300, 318 и сл., 323, 393 и сл.  
Фликкер-эффект 189  
Функция возбуждения 204 и сл.  
— ионизации 205

Характеристика возрастающая 261, 302, 351, 353  
— газового разряда 241, 261, 351  
— динамическая 261 и сл., 353  
— дугового разряда 349—354, 357  
— зонда 247—256  
— низковольтной дуги 391  
— падающая 261, 302, 343, 357  
— статическая 261 и сл., 353, 358  
— тлеющего разряда 302, 343

Чехол короны 364 и сл., 367, 371—375, 378  
Число Авогадро 164

- Шлиф 138 и сл.  
 Шотт-эффект 189  
 Шрот-эффект 188 и сл., 194
- Электроны вторичные 258, 385—387, 390  
 — медленные 385 и сл.  
 — первичные 315, 385  
 — третичные 259, 385
- Эмиссия автоэлектронная 170, 179—181, 299, 339, 343  
 — вторичных электронов 194—196, 214—216  
 — положительных ионов 187 и сл.  
 — термоионная 156—158, 168, 170, 176, 181, 187, 191, 246, 208, 298, 309, 339
- Эффект автоэлектрический 181  
 — динаatronный 194 и сл.  
 — Пеннинга 211, 296  
 — псевдовакуума 257  
 — радиометрический 82, 90  
 — Рамзауера 205, 233—235  
 — Столетова 381  
 — фотоэлектрический 189, 191—194, 259  
 — Холла 157  
 — Шоттки 173, 179, 187  
 — Шгарка 308  
 — Эдиссона 156
- Эффузия термическая 135 и сл.

## УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ

## К ГЛАВЕ III:

1. W. Gaede, *Phys. Zs.* **13**, 864 (1912).
2. Он же, *Ber. d. D. Phys. Ges.* **14**, 775 (1912).
3. Он же, *Ann. d. Phys.* **41**, 337 (1913).
4. F. Holweck, *Journ. de Phys.* **3**, 64 (1922).
5. Он же, *Revue d'Optique théorique et instrumentale* **1**, 274 (1922).
6. W. Gaede, *Ann. d. Phys.* **46**, 357 (1915).
7. Он же, *Zs. f. techn. Phys.* **5**, 337 (1924).
8. I. Langmuir, *Phys. Rev.* **8**, 48 (1916).
9. Он же, *Journ. of Frankl. Inst.* **182**, 719 (1916).
10. S. Dushman, *Gen. El. Rev.* **23**, 672 (1920).
11. M. Volmer, *Ber. d. D. Phys. Ges.* **52**, 804 (1919).
12. Он же, *Zs. f. angew. Chemie* **34**, 149 (1921).
13. C. R. Burch, *Nature* **122**, 729 (1928).
14. K. Hickman and C. R. Sunford, *Rev. of Scient. Instrum.* **2**, 140 (1930).
15. W. Molthan, *Zs. f. techn. Phys.* **7**, 481 (1926).
16. J. A. Bearden, *Rev. of Scient. Instrum.* **6**, 276 (1935).
17. G. Seidel, *Zs. f. techn. Phys.* **16**, 107 (1935).
18. W. Kerris, *Zs. f. techn. Phys.* **16**, 120 (1935).
19. W. Gaede, *Zs. f. techn. Phys.* **13**, 210 (1932).
20. С. В. Птицин, *Ж. техн. физ.* **2**, 660 (1932).

## К ГЛАВЕ IV:

1. Rayleigh, *Phil. Trans. (A)* **196**, 208 (1901).
2. Он же, *Zs. f. Phys. Chem.* **37**, 713 (1901).
3. Mc. Leod, *Phil. Mag.* **48**, 110 (1874).
4. M. Knudsen, *Ann. d. Phys.* **31**, 633 (1910).
5. Он же, " " " **32**, 809 (1910).
6. Он же, " " " **34**, 593 (1911).
7. A. E. Martin, *Phil. Mag.* **9**, 97 (1930).
8. Г. В. Спивак, *Ж. техн. физ.* **2**, 265 (1932).
9. M. Pirani, *Verh. d. D. Phys. Ges.* **24**, 684 (1906).
10. C. F. Hale, *Trans. Amer. Electrotechn. Soc.* **20**, 243 (1911).
11. N. R. Campbell, *Proc. Phys. Soc. London* **33**, 287 (1921).
12. S. Dushman and C. G. Found, *Phys. Rev.* **17**, 7 (1921); **23**, 734 (1924).
13. Kaufmann und Serovy, *Zs. f. Phys.* **5**, 319 (1921).
14. I. Langmuir, *Phys. Rev.* **1**, 337 (1913).
15. P. Zelényi, *Zs. f. techn. Phys.* **8**, 230 (1927).
16. H. Alterthum und Ewest, *Zs. f. techn. Phys.* **8**, 407 (1927).
17. M. Knudsen, *Ann. d. Phys.* **6**, 125 (1929).
18. А. Денисов, *Ж. прикл. физ.* **V**, 69 (1928).
19. H. Klumb und Th. Haase, *Phys. Zs.* **37**, 27 (1936).
20. J. W. M. Du Mond and W. M. Pickels, Jr. *Rev. of Scient. Instrum.* **6**, 362 (1935).
21. W. v. Meyerén, *Zs. f. techn. Phys.* **15**, 51 (1934).
22. H. Moser, *Phys. Zs.* **36**, 1 (1935).
23. U. Rheden, *Zs. f. phys. und Chem. Unterr.* **24**, 52 (1911).
24. H. Murmann, *Zs. f. Phys.* **86**, 14 (1933).

25. К. Н. Ramaswamy, *Phil. Mag.* **14**, 96 (1932).
26. E. Fredlund, *Ann. d. Phys.* **13**, 802 (1932).
27. C. Hagen, *Phys. Zs.* **27**, 47 (1926).
28. Е. Метелкина, *Журн. прикл. физ.* **5**, 51 (1928).
29. H. A. Lorentz, *Lectures on Theoretical Physics*, Vol. 1. — Kinetical Problems, 125 (1927).
30. А. К. Тимирязев, *Ж. exper. и теор. физ.*, **4**, 446 (1934).
31. А. А. Зайцев и Г. В. Спивак, *Ж. эксп. и теор. физ.* **5**, 54 (1935).
32. Н. Д. Моргулис, *Ж. техн. физ.* **3**, 1276 (1933); *Phys. Zs. d. Sowjetun.* **5**, 407 (1934).
33. Г. В. Спивак и А. С. Игнатов, *Ж. техн. физ.* **4**, 996 (1934).
34. Г. В. Спивак, *Ж. exper. и теор. физ.* **5**, 507 (1934).
35. W. v. Meueren, *Zs. f. techn. Phys.* **15**, 51 (1934).

## К ГЛАВЕ V:

1. J. Dewar, *Nature*, 15/VII (1875).
2. Он же, *Proc. Roy. Soc.* **74**, 122 (1904).
3. I. Langmuir, *Journ. Amer. Chem. Soc.* **38**, 2221 (1916).
4. Sherwood, *Journ. Amer. Chem. Soc.* **40**, 1645 (1918).
5. Он же, *Phys. Rev.* **12**, 448 (1918).
6. З. Н. Кондрашова, *Журн. прикл. физ.* **5**, 5 (1928).
7. I. Langmuir, *Journ. Amer. Chem. Soc.* **37** (1915) обзорная статья.
8. S. Dushman, *Production and Measurement of High Vacuum Schenectady* 1922, стр. 174 и след.
9. N. R. Campbell, *Phil. Mag.* **2**, 369 (1926).
10. R. H. Dalton, *Journ. Amer. Chem. Soc.* **57**, 2150 (1935).
11. O. Winkler, *Zs. f. techn. Phys.* **14**, 319 (1933).
12. W. Meueren, *Zs. f. Phys.* **84**, 531 (1933).
13. C. Zuckermann, *Zs. f. Phys.* **88**, 43 (1934).
14. C. H. Collie, *Proc. Phys. Soc. London* **46**, 252 (1934).
15. E. Hiedemann, *Ann. d. Phys.* **8**, 89 (1931).
16. A. W. Hull and E. E. Burger, *Phys. Rev.* **40**, 1097 (1932).
17. A. L. Reimann, *Phil. Mag.* **18**, 1117 (1934).
18. Campbell and Word, *Phil. Mag.* **43**, 914 (1912).
19. З. С. Вознесенская, *Журн. прикл. физ.* **IV**, 69 (1927).
20. В. И. Романов и Н. А. Цветков, *Ж. техн. физ.* **5**, 996 (1935).
21. И. А. Эльцин, *Ж. exper. и теор. физ.* **5**, 176 (1935).
22. A. L. Reimann, *Phil. Mag.* **18**, 1117 (1934).
23. H. Alterthum, A. Lompre und R. Seeliger, *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 407 (1936); *Ph. Zs.* **37**, 833 (1936).
24. С. В. Птицин, *Ж. техн. физ.* **5**, 329 (1935).

## К ГЛАВЕ VI:

1. M. Knudsen, *Ann. d. Phys.* **28**, 75 (1909).
2. H. A. Lorentz, *Vorlesungen über Theoretische Physik an der Universität Leiden*, Band II, стр. 39 и след.
3. M. Knudsen, *Ann. d. Phys.* **31**, 205, 633 (1910); **83**, 797 (1927).
4. Zelényi, *Zs. f. Phys.* **48**, 733 (1928).
5. A. Hughes and F. Poindexter, *Phil. Mag.* **50**, 423 (1925).
6. F. Duran, *Zs. f. Phys.* **89**, 148 и 152 (1934).
7. Clausing, *Ann. d. Phys.* **12**, 961 (1932); **14**, 129 (1932).

## К ГЛАВЕ VIII:

## Монографии:

- а) С. Дёшман, *Термоионная эмиссия*, перевод с английского, 1932.
- б) A. L. Reimann, *Thermionic Emission*, London 1934. — Русский перевод — в печати.
- с) Де-Бур, *Электронная эмиссия и явления адсорбции*, перевод с английского, ОНТИ, 1936.

- д) А. Л. Юз и Л. А. Дюбридж, *Фото-электрические явления*, Москва 1936. Перевод с английского.
1. O. W. Richardson, *Emission of Electricity from Hot Bodies*, 2 изд. (1921) London.
2. S. Dushman, *Phys. Rev.* **21**, 623 (1923).
3. O. Sackur, *Ann. d. Phys.* **36**, 958 (1911); **40**, 67 (1913).
4. H. Tetrode, *Ann. d. Phys.* **38**, 434 (1922); **39**, 255 (1912).
5. W. Schottky, *Zs. f. Phys.* **34**, 647 (1925).
6. N. V. Raschewsky, *Zs. f. Phys.* **36**, 628 (1926).
7. P. W. Bridgman, *Phys. Rev.* **27**, 173 (1926).
8. A. G. Worthing and W. E. Forsythe, *Phys. Rev.* **18**, 144 (1921).
9. A. G. Worthing, *Phys. Rev.* **10**, 377 (1917).
10. C. Davison and L. Germer, *Phys. Rev.* **20**, 300 (1922).
11. W. Schottky, *Phys. Zs.* **15**, 872 (1914).
12. Он же, *Jahrb. der Radioakt. und Elektronik.* **12**, 147 (1915).
13. Millikan and Eyring, *Phys. Rev.* **27**, 51 (1926); **31**, 200 (1928).
14. L. H. Germer, *Phys. Rev.* **25**, 584, 795 (1925).
15. I. Langmuir, *Phys. Rev.* **22**, 357 (1923).
16. I. Langmuir and Kingdon, *Science* **57**, 58 (1923); *Proc. Roy. Soc. A*, **107**, 61 (1925).
17. Becker, *Phys. Rev.* **28**, 341 (1926); **29**, 364 (1927).
18. Лукирский Сосина, Векшинский и Царева, *Ж. техн. физ.* 1931.
19. P. Lukirsky, A. Sosina, S. Wekschinsky und T. Zarewa, *Zs. f. Phys.* **71**, 306 (1931).
20. W. Schottky, *Ann. d. Phys.* **57**, 541 (1918); **68**, 157 (1922).
21. C. A. Hartmann, *Ann. d. Phys.* **65**, 51 (1921); *Phys. Zs.* **23**, 436 (1922).
22. R. H. Fowler and L. Nordheim, *Proc. Roy. Soc. London (A)*, **119**, 173 (1928).
23. R. H. Fowler, *Proc. Roy. Soc., London (A)*, **122**, 36 (1929).
24. L. Nordheim, *Zs. f. Phys.* **46**, 833 (1928).
25. S. Dushman, H. N. Rowe, J. Ewald and C. A. Kindner, *Phys. Rev.* **25**, 338 (1925).
26. A. Gehrts, *Zs. f. techn. Phys.*, **14**, 145 (1933).
27. M. Benjamin and H. P. Rooksby, *Phil. Mag.* **16**, 519 (1933).
28. E. F. Richter, *Zs. f. Phys.* **86**, 615 (1933).
29. A. L. Reimann and L. R. G. Treloar, *Phil. Mag.* **12**, 1073 (1931).
30. H. Fröhlich, *Ann. d. Phys.* **13**, 229 (1932).
31. A. Gehrts, *Zs. f. techn. Phys.* **13**, 303 (1932).
32. W. Heinze, *Ann. d. Phys.* **16**, 41 (1933).
33. M. Benjamin and H. P. Rooksby, *Phil. Mag.* **15**, 810 (1933).
34. I. Langmuir, *Journ. of Frankl. Inst.* **217**, 543 (1934).
35. F. Klauer, *Ann. d. Phys.* **20**, 909 (1934).
36. G. Gille, *Ann. d. Phys.* **21**, 443 (1934).
37. N. Morgulis and M. Bernardiner, *Phys. Zs. d. Sowjetun.* **6**, 309 (1934).
38. H. Strübing, *Zs. f. Phys.* **97**, 538 (1935); *Phys. Zs.* **37**, 402 (1936).
39. M. Benjamin, *Phil. Mag.* **20**, 1 (1935).
40. A. J. Maddock, *Phil. Mag.* **19**, 422 (1935).
41. H. Gaertner, *Phil. Mag.* **19**, 82 (1935).
42. Patai und Franck, *Zs. f. techn. Phys.* **16**, 254 (1935).
43. D. Schenk, *Ann. d. Phys.* **23**, 240 (1935).
44. E. Brüche und H. Mahl, *Zs. f. techn. Phys.* **16**, 623 (1935); **17**, 81 (1936).
45. H. Bondy und V. Vanicek, *Zs. f. Phys.* **101**, 186 (1936).
46. H. Mahl und D. Schenk, *Zs. f. Phys.* **101**, 117 (1936).
47. E. Brüche, *Zs. f. Phys.* **98**, 77 (1935).
48. E. W. Müller, *Zs. f. Phys.* **102**, 734 (1936); *Phys. Zs.* **37**, 838 (1936); *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 412 (1936).
49. E. Rüdberg, *Phys. Rev.* **48**, 811 (1935).
50. J. H. de Boer und C. F. Veene mans, *Physica* **2**, 915 (1935).

51. П. В. Тимофеев и А. И. Пятницкий, *Ж. техн. физ.* **6**, 1641 (1936).  
 52. N. D. Morgulis, *Phys. Zs. d. Sowjetun.* **5**, 221 (1934).  
 53. П. В. Тимофеев и В. В. Налимов, *Ж. техн. физ.* **6**, 48 (1936).  
 54. P. W. Timofeew und W. W. Nalimow, *Zs. f. Phys.* **81**, 687 (1933).  
 55. A. I. Pjatnizky und P. W. Timofeew, *Phys. Zs. d. Sowjetun.* **9**, 187 (1936).  
 56. А. В. Афанасьева и П. В. Тимофеев, *Ж. техн. физ.* **6**, 1649 и 1848 (1936).  
 57. H. Bittmann, диссертация: *Der Einfluss der Sekundäremission auf die Röhrenkennlinien*, Лейпциг (изд. Барт) 1931.  
 58. P. Ross, *Phys. Ber.* 1936 г., 537—диссертация Аахен.  
 59. L. J. Hayner, *Physica* **6**, 323 (1935).  
 60. M. Ziegler, *Physica* **3**, 307 (1936).  
 61. L. R. G. Treloar, *Proc. Phys. Soc. London*, **48**, 488 (1936); *Nature* **137**, 579 (1936).  
 62. V. K. Zworykin, G. A. Morton and L. Malter, *Proc. Inst. Radio Eng.* **24**, 351 (1936).  
 63. M. Knoll, *Phys. Zs.* **36**, 861 (1935); *Zs. f. techn. Phys.* **16**, 467 (1935).  
 64. M. Knoll, *Naturwissensch.* **24**, 345 (1936).  
 65. H. Bruning, *Physica* **3**, 1046 (1936).  
 66. L. J. Haworth, *Phys. Rev.* **50**, 216 (1936); **48**, 88 (1935).  
 67. A. Dobroljubski, *Zs. f. Phys.* **102**, 626 (1936); *Phys. Zs. d. Sowjetun.* **9**, 242 (1936); **11**, 118 (1937).  
 68. G. Weiss, *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 623 (1936).  
 69. E. Brüche und H. Mahl, *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 262 (1936).  
 70. A. Gehrts, *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 656 (1936).  
 71. W. Heinze und S. Wagener, *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 645 (1936).  
 72. J. W. Beck and K. G. Emeleus, *Phil. Mag.* **12**, 54 (1931).  
 73. I. Langmuir, *Acta Physicochemica U. S. S. R.* **1**, 371 (1934).  
 74. W. Majewski, *Wiadom. Inst. Telekom. Warschau* **6**, № 3 (1935).  
 Обзорная статья.  
 75. H. Gaertner, *Phil. Mag.* **13**, 82 (1935).  
 76. F. Krüger und G. Stabenow, *Ann. d. Phys.* **22**, 713 (1935).  
 77. H. Alterthum, K. Krebs und R. Rompe, *Zs. f. Phys.* **92**, 1 (1934).  
 78. H. Paeverlein, *Ann. d. Phys.* **27**, 92 (1936).  
 79. J. Koch, *Zs. f. Phys.* **100**, 669 (1936).  
 80. J. P. Blewett and E. J. Jones, *Phys. Rev.* **50**, 464 (1936).  
 81. R. H. Fowler and L. Nordheim, *Proc. Roy. Soc. London (A)*, **119**, 173 (1928).  
 82. E. W. Müller, *Zs. f. Phys.* **102**, 734 (1936).  
 83. H. Mentrap, *Phys. Zs.* **36**, 335 (1935).  
 84. А. Добролюбский, *Ж. техн. физ.* **6**, 1489 (1936).  
 85. Л. Б. Линфорд, *Усп. физ. наук* **14**, 133 (1934); *Rev. of Mod. Phys.* **5**, 34 (1933).  
 86. E. Rüdberg, *Phys. Rev.* **48**, 811 (1935).  
 87. P. L. Copeland, *Phys. Rev.* **48**, 96 (1935).  
 88. E. Wigner and G. Bardeen, *Phys. Rev.* **48**, 84 (1935).  
 89. H. M. Zeno, *Phys. Rev.* **50**, 1050 (1936).  
 90. H. B. Wahlin and L. V. Whitney, *Phys. Rev.* **50**, 735 (1936).  
 91. W. B. Nottingham, *Phys. Rev.* **49**, 78 (1935).  
 92. A. Rose, *Phys. Rev.* **49**, 838 (1936).  
 93. J. Bardeen, *Phys. Rev.* **49**, 653 (1936).  
 94. E. Wigner, *Phys. Rev.* **49**, 696 (1936).  
 95. а) T. C. Fry and H. E. Ives, *Phys. Rev.* **34**, 44 (1928).  
 б) H. E. Ives, A. R. Olpin and A. L. Jolsrud, *Phys. Rev.* **32**, 57 (1928).  
 96. W. Espe, *Wiss. Verh. d. Siemens-Konz.* **5**, 29 (1926).  
 97. А. В. Афанасьева и Ю. И. Лунькова, *Ж. техн. физ.* **5**, 1000 (1935).  
 98. П. В. Тимофеев и Н. С. Кондорская, *Ж. техн. физ.* **6**, 1267 (1936).  
*Ph. Zs. d. Sowjetun.* **9**, 683 (1936).

99. П. В. Шмаков, *Ж. техн. физ.* **6**, 1261 (1936).  
 100. А. И. Пятницкий и П. В. Тимофеев, *Ж. техн. физ.* **6**, 459 (1936).  
 101. П. В. Тимофеев и В. В. Налимов, *Ж. техн. физ.* **6**, 47 (1936).  
 102. И. Ф. Кварцхава, *Ж. техн. физ.* **7**, 68 (1937); *Ph. Zs. d. Sowjetun.* **10**, 809 (1936).  
 103. I. M. Kuschmir, *Phys. Zs. d. Sowjetun.* **9**, 588 (1936).  
 104. P. W. Timofeew und A. I. Pjatnizki, *Phys. Zs. d. Sowjetun.* **10**, 518 (1936).  
 105. A. W. Afanassjewa und P. W. Timofeew, *Phys. Zs. d. Sowjetun.* **10**, 831 (1936).  
 106. П. В. Шмаков, *Ж. техн. физ.* **5**, 1220 (1935).  
 107. Е. Н. Грибанов, *Ж. техн. физ.* **5**, 1356 (1935).
- К ГЛАВЕ IX:
- Монография: J. Franck und P. Jordan, *Anregung von Quantensprüngen durch Stösse*, Berlin 1926.  
 1. Th. Lenard, *Ann. d. Phys.* **8**, 149 (1902).  
 2. J. Franck und G. Hertz, *Verh. d. D. Phys. Ges.* **15**, 34 (1913); **16**, 457 (1914).  
 3. J. Franck und G. Hertz, *Verh. d. D. Phys. Ges.* **16**, 512 (1914).  
 4. K. T. Compton and C. C. Van Voorhis, *Phys. Rev.* **27**, 724 (1926).  
 5. O. Klein und S. Rosseland, *Zs. f. Phys.* **4**, 46 (1921).  
 6. O. Beck and J. C. Mouzon, *Phys. Rev.* **38**, 948 (1931).  
 7. G. E. Gibson, *Phys. Zs.* **12**, 1145 (1911).  
 8. A. S. King, *Astrophysical Journal*.  
 9. J. Eggert, *Phys. Zs.* **20**, 570 (1919).  
 10. M. N. Saha, *Phil. Mag.* **40**, 478 (1920).  
 11. Он же, *Zs. f. Phys.* **6**, 40 (1921);  
 12. K. T. Compton and I. Langmuir, *Rev. of Modern Physics* **2**, 135 (1931).  
 13. Он же, *Rev. of Modern Physics* **2**, 142 (1931).  
 14. A. Lange, *Jahrb. der Drahtl. Tel. und Telef.* **26**, Heft 2 (1925).  
 15. Penning, *Physika* **8**, 13 (1928).  
 16. Он же, *Proc. Amst. Acad.* **31**, 14 (1928).  
 17. Oliphant, *Proc. Roy. Soc. (A)* **124**, 228 (1929).  
 18. Uytterhoven and Harington, *Phys. Rev.* **35**, 124 (1930).  
 19. Kolhorster, *Phys. Zs.* **14**, 1066, 1153 (1913).  
 20. Он же, *Verh. d. D. Phys. Ges.* **16**, 719 (1914).  
 21. Hess, *Phys. Zs.* **12**, 998 (1911).  
 22. O. Beck, *Ann. d. Phys.* **11**, 737 (1931); **18**, 414 (1933).  
 23. A. Rostagni, *Zs. f. Phys.* **88**, 43 (1933).  
 24. J. Tate and P. T. Smith, *Phys. Rev.* **39**, 270 (1932).  
 25. W. Weizel und O. Beck, *Zs. f. Phys.* **76**, 260 (1932).  
 26. W. Weizel, *Zs. f. Phys.* **76**, 258 (1932).  
 27. O. Beck, *Zs. f. Phys.* **76**, 799 (1932).  
 28. J. C. Mouzon, *Phys. Rev.* **41**, 605 (1932).  
 29. Ch. J. Brasefield, *Phys. Rev.* **41**, 793 (1932).  
 30. A. Frische, *Phys. Rev.* **43**, 160 (1933).  
 31. M. Nordmeyer, *Ann. d. Phys.* **16**, 697 и 706 (1933).  
 32. J. S. Townsend and G. D. Jarnold, *Phil. Mag.* **18**, 594 (1934).  
 33. O. Schmidt, *Ann. d. Phys.* **21**, 241 и 268 (1934).  
 34. R. N. Varney, *Phys. Rev.* **47**, 225 и 487 (1935).  
 35. R. N. Varney, *Phys. Rev.* **50**, 159 (1936).  
 36. E. W. Pike, *Phys. Rev.* **49**, 513 (1936).  
 37. A. C. Davies, *Proc. Roy. Soc. London (A)* **155**, 123 (1936).  
 38. O. Schmidt, *Ann. d. Phys.* **25**, 92 (1935).  
 39. O. Henle und W. Mauer, *Phys. Zs.* **37**, 659 (1936).  
 40. H. Bumann, *Zs. f. Phys.* **101**, 1 (1936).  
 41. R. Rompe, *Phys. Zs.* **37**, 807, (1936); *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 381 (1936).  
 42. S. D. Gvosdover, *Phys. Zs. d. Sowjetun.* **6**, 415 (1934).

43. F. M. Penning, *Zs. f. Phys.* **78**, 454 (1932).  
 44. R. G. Loyarte, *Phys. Zs.* **34**, 416 (1933).  
 45. O. Beck, *Phys. Zs.* **34**, 840 (1933).  
 46. Ch. J. Brasefield, *Phys. Rev.* **44**, 1002 (1933).  
 47. L. S. Ornstein und J. F. Smit, *Physica* **1**, 455 (1934).  
 48. H. Maier-Leibnitz, *Zs. f. Phys.* **95**, 499 (1935).  
 49. W. Maurer, *Zs. f. Phys.* **96**, 489 (1935).  
 50. H. Bumann, *Zs. f. Phys.* **101**, 1 (1936).  
 51. W. Maurer, *Zs. f. Phys.* **101**, 323 (1936).  
 52. W. Hanle und R. Junkelmann, *Phys. Zs.* **37**, 593 (1936).  
 53. O. Herrmann, *Ann. d. Phys.* **25**, 143 и 166 (1936).  
 54. H. S. W. Massey and R. A. Smith, *Proc. Roy. Soc. London (A)*, **155**, 472 (1936).  
 55. W. H. Bennet and P. F. Darby, *Phys. Rev.* **49**, 97 и 881 (1936).  
 56. L. B. Loeb, *Phys. Rev.* **48**, 484 и 684 (1935).  
 57. F. Bloch und N. E. Bradbury, *Phys. Rev.* **48**, 689 (1935).  
 58. O. Luhr and Ch. T. Male Jr., *Phys. Rev.* **49**, 860 (1936).  
 59. F. L. Arnot and J. C. Milligan, *Nature* **137**, 150 (1936); *Proc. Roy. Soc. London (A)* **156**, 538 (1936).  
 60. F. L. Arnot, *Nature* **138**, 162 (1936).  
 61. W. Rogowski, *Zs. f. Phys.* **98**, 399 (1935).  
 62. O. Beck, *Ann. d. Phys.* **19**, 121 (1933).  
 63. O. Beck, *Phys. Zs.* **35**, 36 (1934) — обзорная статья.  
 64. N. E. Bradbury, *Journ. Chem. Phys.* **2**, 827 и 835 (1934).  
 65. R. B. Brode, *Rev. of. Mod. Phys.* **5**, 257 (1933) — обзорная статья.  
 66. R. N. Varney and L. B. Loeb, *Phys. Rev.* **48**, 822 (1935).  
 67. J. C. Mouzon and N. H. Smith, *Phys. Rev.* **48**, 420 (1935).  
 68. M. Ostrofsky, G. Breit and D. Johnson, *Phys. Rev.* **49**, 22 (1936).  
 69. M. Healea and E. L. Chaffee, *Phys. Rev.* **49**, 925 (1936).  
 70. P. T. Smith, *Ph. Rev.* **36**, 1293 (1930); **37**, 808 (1931).  
 71. P. T. Smith and J. T. Tate, *Phys. Rev.* **39**, 270 (1932).  
 72. В. И. Павлов и С. В. Стародубцев, *Ж. экспер. и теор. физ.* **7**, 409 и 424 (1937).

## К ГЛАВЕ X:

- а) Л. В. Лоеб, *The Kinetic Theory of Gases*, Newyork and London, 1934 2-е издание, гл. XI стр. 543—637.  
 б) Статья К. Рамзауер и Р. Коллат, *Успехи физ. наук* **14** (1934) и **15** (1935) в трех частях.  
 1. C. Ramsauer und R. Kollath, *Phys. Zs.* **32**, 858 (1931); *Ann. d. Phys.* **12**, 837 (1932).  
 2. L. B. Loeb, *Zs. f. Phys.* **75**, 555 (1932).  
 3. J. T. Tate and R. R. Palmer, *Phys. Rev.* **40**, 731 (1932).  
 4. A. L. Hughes and J. H. Mc. Millen, *Phys. Rev.* **39**, 576 (1931); **43**, 871 (1933).  
 5. N. E. Bradbury, *Phys. Rev.* **40**, 508 и 524 (1932).  
 6. E. Lenz, *Zs. f. Phys.* **76**, 660 (1932).  
 7. E. C. Childs and H. S. W. Massey, *Proc. Roy. Soc. London (A)* **142**, 509 (1933).  
 8. C. B. Mohr and F. H. Nicoll, *Proc. Roy. Soc. London (A)*, **142**; 320 (1933); **144**, 596 (1934).  
 9. M. Ghosch, *Phil. Mag.* **20**, 234 (1935).  
 10. H. Loener, *Ann. d. Phys.* **24**, 349 (1935).  
 11. C. Ramsauer, *Ann. d. Phys.* **64**, 513 (1921); **66**, 546 (1921); **72**, 345 (1923).  
 12. E. Brüche, *Naturwissensch.* **15**, 408 (1927); *Phys. Zs.* **29**, 830 (1928).  
 13. C. Ramsauer, R. Kollath und D. Lillienthal, *Ann. d. Phys.* **8**, 702 и 709 (1930).  
 14. F. Wolf, *Phys. Zs.* **32**, 897 (1931).  
 15. E. Brüche, *Ann. d. Phys.* **84**, 219 (1927).

16. C. Ramsauer, *Phys. Zs.* **28**, 858 (1927).  
 17. C. Ramsauer, *Phys. Zs.* **29**, 823 (1928).  
 18. F. Wolf, *Ann. d. Phys.* **23**, 285 и 627 (1935); **25**, 527 и 737 (1936); *Phys. Zs.* **37**, 854 (1936); *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 428 (1936); *Naturwissensch.* **24**, 447 (1936).  
 19. A. Rostagni, *Ann. d. Phys.* **24**, 543 (1935).  
 20. H. L. Brose and J. E. Keyston, *Phil. Mag.* **20**, 902 (1935).  
 21. F. L. Arnot and G. O. Baines, *Proc. Roy. Soc. London (A)*, **151**, 256 (1935).  
 22. M. Gosch, *Phil. Mag.* **20**, 234 (1935).  
 23. B. Davydov, *Phys. Zs. d. Sowjetun.* **8**, 59 (1935); **9**, 433 (1936).  
 24. A. L. Hughes and V. Harris, *Phys. Rev.* **48**, 408 (1935).  
 25. N. E. Bradbury and R. A. Nielsen, *Phys. Rev.* **49**, 205 и 388 (1936); **51**, 69 (1937).  
 26. J. A. Smit, *Physica* **3**, 543 (1936).  
 27. S. Hill and A. H. Woodcock, *Proc. Roy. Soc. London (A)* **155**, 331 (1936).  
 28. H. C. Kelly, *Phys. Rev.* **49**, 861 (1936).  
 29. R. Kollath, *Ann. d. Phys.* **27**, 721 (1936).  
 30. R. A. Nielsen, *Phys. Rev.* **50**, 383 (1936).  
 31. J. S. Townsend, *Phil. Mag.* **23**, 481 (1937); **22**, 144 (1936).  
 32. L. G. H. Huxley, *Phil. Mag.* **23**, 210 (1937).  
 33a. A. H. van Gorcum, *Physica* **3**, 207 (1936).  
 33b. J. H. Mc. Millen, *Phys. Rev.* **46**, 983 (1934).  
 34. M. J. Druyvesteyn, *Physica* **10**, 61 (1930).  
 35. M. Didlauskis, *Zs. f. Phys.* **74**, 674 (1932); **82**, 709 (1933).  
 36. R. A. Smith, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* **30**, 54 (1934).  
 37. O. Beck und H. Wavland, *Ann. d. Phys.* **19**, 129 (1933).  
 38. O. Beck, *Phys. Zs.* **35**, 36 (1934) — обзорная статья.  
 39. F. Blanck, *Zs. f. Phys.* **88**, 532 (1934).  
 40. A. L. Hughes and S. Bilinsky, *Phys. Rev.* **48**, 155 (1935).  
 41. G. M. Webb, *Phys. Rev.* **47**, 379 и 384 (1935).  
 42. Ph. M. Morse, W. P. Allis and E. S. Lamur, *Phys. Rev.* **48**, 912 (1935).  
 43. A. L. Hughes and S. S. West, *Phys. Rev.* **50**, 320 (1936).  
 44. G. E. M. Jancey, *Phys. Rev.* **50**, 326 (1936).  
 45. J. B. Fisk, *Phys. Rev.* **49**, 167 (1935).  
 46. L. O. Brockway, *Rev. Mod. Phys.* **8**, 231 (1936) — обзорная статья.  
 47. J. S. Townsend, *Phil. Mag.* **28**, 83 (1914).

## К ГЛАВЕ XI:

1. I. Langmuir, *Phys. Rev.* **2**, 456 (1913).  
 2. I. Langmuir, *Phys. Zs.* **5**, 348 и 516 (1914).  
 3. I. Langmuir and K. B. Blodgett, *Phys. Rev.* **22**, 347 (1923).  
 4. I. Langmuir and K. B. Blodgett, *Phys. Rev.* **24**, 49 (1924).  
 5. W. Schottky, *Phys. Zs.* **15**, 526 (1914).  
 6. I. Langmuir, *Phys. Rev.* **21**, 419 (1923).  
 7. I. Langmuir, *Journ. of. Francl. Inst.* **196**, 751 (1923).  
 8. N. Semenov and A. Walther, *Zs. f. Phys.* **17**, 67 (1923).  
 9. I. Langmuir, *Gen. Elektr. Rev.* **26**, 731 (1923).  
 10. I. Langmuir and H. Mott-Smith, *Gen. Electr. Rev.* **27**, 449, 538, 616, 762 и 810 (1924).  
 11. G. Valle, *Arch. f. Elektrotechn.* **26**, 306 (1932).  
 12. E. H. Bramhall, *Phil. Mag.* **13**, 682 (1932).  
 13. R. H. Sloane and K. G. Emeleus, *Phys. Rev.* **44**, 322 и 333 (1933).  
 14. J. L. Myer, *Zs. f. Phys.* **87**, 1 (1933).  
 15. J. Dürrwang und M. Wehrli, *Helv. Phys. Acta* **6**, 235 (1933).  
 16. H. G. Emeleus, *Phil. Mag.* **17**, 146 (1934).  
 17. K. Sommermeyer, *Zs. f. Phys.* **87**, 741 (1934).  
 18. K. Sommermeyer, *Zs. f. Phys.* **90**, 232 (1934).  
 19. R. H. Sloane and E. J. R. Mac. Gregor, *Phil. Mag.* **17**, 193 (1934).



20. W. Koch, *Zs. f. techn. Phys.* **16**, 451 (1935).
21. J. Durrwang, *Helv. Phys. Acta* **8**, 333 (1935).
22. W. Denecke und E. Lubcke, *Phys. Zs.* **37**, 347 (1936).
23. F. D. Graves and J. E. Mc. F. Johnston, *Phil. Mag.* **21**, 659 (1936).
24. A. Sibold, *Helv. Phys. Acta* **9**, 123 (1936).
25. W. Molthan, *Zs. f. Phys.* **98**, 227 (1935).
26. K. G. Emeleus and W. L. Brown, *Phil. Mag.* **22**, 898 (1936).
27. W. Denecke, *Ann. d. Phys.* **27**, 597 (1936).
28. Г. Спивак и Э. Рейхрудель, *Ж. эксперим. и теор. физ.* **6**, 816 (1936); *Phys. Zs. d. Sowjetun.* **9**, 655 (1936).
29. E. F. Buchmann, *Zs. f. techn. Phys.* **15**, 180 (1934).
30. J. Komnick, *Ann. d. Phys.* **15**, 273 (1932) — краткий обзор теории зондов.
31. D. v. Oettingen, *Ann. d. Phys.* **19**, 513 (1934).
32. W. B. Nottingham, *Journ. of Frankl. Inst.* **206**, 43 (1928).
33. С. Д. Гроздовер, *Ж. техн. физ.* **3**, 587 (1933).
34. X. A. Джарпетов и Г. В. Спивак, *Ж. эксперим. и теорет. физ.* **6**, 1125 (1936).
35. E. Reichrudel und G. Spiwak, *Ann. d. Phys.* **17**, 65 (1933).
36. R. C. Mazon, *Phys. Rev.* **51**, 28 (1937).
37. Б. И. Давидов и А. И. Змановская, *Ж. техн. физ.* **6**, 1244 (1936).
38. В. Ф. Коваленко, Д. А. Рожанский и А. А. Сена, *Ж. техн. физ.* **4**, 1688 (1934).
39. В. Ф. Коваленко, Д. А. Рожанский и А. А. Сена, *Ж. техн. физ.* **4**, 1271 (1934).
40. М. М. Горшков и Ю. П. Маслаковец, *Ж. техн. физ.* **6**, 1513 (1936).

## К ГЛАВЕ XII:

1. W. Kaufmann, *Ann. d. Phys.* **2**, 158 (1900).
2. F. H. Newman, *Phil. Mag.* **14**, 712 (1932).
3. C. F. Bareford, *Phil. Mag.* **20**, 825 (1935).
4. J. A. Chiles Jr., *Phys. Rev.* **49**, 80 (1936).
5. R. Seeliger, *Zs. f. techn. Phys.* **15**, 329 (1934) — обзорная статья.
6. H. W. Anderson, *Electr. Eng.* **54**, 1315 (1935); *Rev. Scient. Instrum.* **6**, 309 (1935).
7. G. Valle et H. Gawehn, *Cim. (NS)* **12**, 473 (1935) — рефер. *Phys. Ber.* **1936**, 668.
8. D. H. Moore, *Phys. Rev.* **50**, 344 (1936).

## К ГЛАВЕ XIII:

1. J. S. Townsend, *Phil. Mag.* **1**, 198 (1901); **3**, 557 (1902); **5**, 389 (1903); **6**, 598 (1903); **8**, 738 (1904); **9**, 289 (1905); **11**, 729 (1906); **27**, 789 (1914).
2. J. S. Townsend, — монография *Theory of Ionisation of Gases by Collision*, 1910.
3. J. S. Townsend, — монография *Electricity in Gases*, 1915.
4. Seeliger und Schmeckel, *Phys. Zs.* **26**, 471 (1925).
5. G. Holst und E. Osterhuis, *Phil. Mag.* **46**, 1117 (1923); *Physica* **1**, 86 (1921).
6. M. J. Druyvesteyn, *Zs. f. Phys.* **73**, 33 (1931).
7. O. W. Schumann, *Elektrische Durchbruchfeldstärke in Gosen*, Berlin 1923, стр. 101 и след.
8. Статья J. S. Townsend'a *Die Ionisation der Gase*. Handb. d. Radiologie Marx'a Bd. 1, стр. 1—398 (1920).
9. Г. В. Спивак и Н. В. Тимофеев, *Ж. техн. физ.* **2**, 366 (1932).
10. E. Dubois, *Annales de Physique* **20**, 113 (1923).
11. M. Laue, *Ann. d. Phys.* **76**, 261 (1925).
12. K. Zuber, *Ann. d. Phys.* **76**, 231 (1925); **81**, 205 (1926).
13. W. Braunbeck, *Zs. f. Phys.* **9**, 6 (1926).
14. W. Rogowski, *Arch. f. Elektrotechn.* **16**, 496 (1926); **22**, 99 (1928).
15. W. Rogowski, *Arch. f. Elektrotechn.* **23**, 569 (1930).
16. W. O. Schumann, *Zs. f. techn. Phys.* **11**, 139 (1930).

17. A. v. Hippel und J. Franck, *Zs. f. Phys.* **57**, 696 (1929).
18. Н. Капцов, *Ж. техн. физ.* **2**, 200 (1932).
19. G. Holst und E. Osterhuis, *Verh. Kon. Akad. van Wet. Amsterdam* **29**, 849 (1920); **30**, 10 (1921).
20. G. Holst and E. Osterhuis, *Physica* **1**, 84 (1921).
21. L. I. Newmann, *Proc. Nat. Acad. Amer.* **15**, 259 (1929).
22. B. Frey, *Ann. d. Phys.* **85**, 381 (1928).
23. E. Meyer, *Ann. d. Phys.* **58**, 297 (1919).
24. Penning, *Zs. f. Phys.* **46**, 335 (1928); **57**, 723 (1929); **72**, 338 (1931).
25. L. B. Loeb, *Phys. Rev.* **38**, 1891 (1931).
26. W. Rogowski, *Arch. für Electrotechn.* **26**, 643 (1932).
27. Он же, *Arch. für Electrotechn.* **25**, 551 (1931).
28. Он же, *Phys. Zs.* **33**, 797 (1932).
29. F. Lewi, *Ann. d. Phys.* **6**, 409 (1930).
30. L. B. Loeb, *Rev. Mod. Phys.* **8**, 277 (1936) — обзорная статья.
31. K. Zuber, *Ann. d. Phys.* **12**, 665 (1932).
32. N. E. Bradbury, *Phys. Rev.* **40**, 980 (1932).
33. O. Zeier, *Ann. d. Phys.* **14**, 415 (1932).
34. H. Fricke, *Zs. f. Phys.* **78**, 59 (1932).
35. B. Klarfeld, *Zs. f. Phys.* **78**, 111 (1932).
36. F. H. Sanders, *Phys. Rev.* **41**, 667 (1932); **44**, 128 и 1021 (1933).
37. W. Rogowski, *Phys. Zs.* **33**, 797 (1932); *Zs. f. Phys.* **82**, 473 (1933); **100**, 1 (1936) — обзорная статья; *Arch. f. Elektrotechn.* **27**, 523 и 857 (1933); **28**, 296 (1934).
38. L. A. Joung and N. E. Bradbury, *Phys. Rev.* **43**, 34 (1933).
39. J. J. Sämmer, *Zs. f. Phys.* **81**, 353 (1933).
40. A. Palm, *Arch. f. Electrotechn.* **28**, 296 (1934).
41. S. P. Mc. Callum and L. Klatzow, *Phil. Mag.* **17**, 291 (1934).
42. R. Hellmann, *Zs. f. Phys.* **91**, 556 (1934).
43. F. M. Penning and C. C. J. Addink, *Physica* **1**, 1007 (1934).
44. Abe Tilles, *Phys. Rev.* **46**, 1015 (1934).
45. D. Posin, *Phys. Rev.* **47**, 258 (1935); **50**, 650 (1936).
46. S. S. Cerwin, *Phys. Rev.* **46**, 1054 (1934).
47. M. J. Druyvesteyn, *Physica* **3**, 65 (1936).
48. F. M. Penning and Kruthoff, *Physica* **3**, 515 (1936).
49. G. M. Коваленко, *C. R. Москва* **1**, 15 (1936).
50. R. R. Wilson, *Phys. Rev.* **49**, 210 (1936); **50**, 1082 (1936).
51. E. L. E. Wheaton and H. Barker, *Phil. Mag.* **20**, 571 (1935).
52. A. v. Hippel, *Ergebnisse der exacten Naturwissenschaften* **14**, 79 (1935) — обзорная статья.
53. M. Messner, *Arch. f. Elektrotechn.* **30**, 133 (1936).
54. A. Köhler, *Arch. f. Elektrotechn.* **30**, 528 (1936).
55. John. Thomson, *Phil. Mag.* **21**, 1057 (1936).
56. H. J. White, *Phys. Rev.* **49**, 507 (1936).
57. R. Schade, *Phys. Zs.* **37**, 817 (1936); *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 391 (1936).
58. E. W. Pike, *Phys. Rev.* **47**, 811 (1935); **49**, 513 и 515 (1936).
59. И. И. Глозов, *Ж. эксперим. и теор. физ.* (в печати).
60. R. W. Smith and O. S. Duffendack, *Phys. Rev.* **47**, 473 (1935).
61. R. N. Varney, H. J. White, L. B. Loeb and D. Q. Posin, *Phys. Rev.* **48**, 818 (1935).
62. F. M. Penning, *Physica* **1**, 1028 (1934).
63. M. Cravath, *Phys. Rev.* **45**, 119 (1934).
64. И. И. Балог, *Ж. эксперим. и теор. физ.* **6**, 481 (1936).
65. С. К. Моралев, *Ж. эксперим. и теор. физ.* (в печати).
66. Г. А. Тягунов, *Ж. техн. физ.* **5**, 889 (1935).
67. Н. А. Капцов, *Ж. эксперим. и теор. физ.* **4**, 405 (1934).
68. K. Masch, *Arch. f. Electrotechn.* **26**, 587 (1933).
- 69a. W. Rogowski, *Arch. f. Elektrotechn.* **12**, 1 (1923).
- 69b. W. Rogowski and H. Rengler, *Arch. f. Elektrotechn.* **16**, 73 (1926).
70. В. Роговский, *Усп. физ. наук* **13**, 593 (1933) перевод с немецкого
71. Н. А. Капцов, *Ж. эксперим. и теор. физ.* **5**, 465 (1934). *Phys. Zs. d. Sowjetun.* **6**, 82 (1934).

## К ГЛАВЕ XIV:

1. F. W. Aston, *Proc. Rev. Soc. London (A)*, **80**, 45 (1908).
2. F. W. Aston and H. E. Watson, *Proc. Roy. Soc. London (A)*, **86'** 168 (1912).
3. A. Güntherschulze und F. Keller, *Zs. f. Phys.* **71**, 238, 246 (1931).
4. Они же, *Zs. f. Phys.* **72**, 28 (1931).
5. W. Kossel, *Jahrb. der Radioaktivität* **18**, 326 (1921).
6. A. Güntherschulze, *Zs. f. Phys.* **20**, 1 (1923).
7. H. Krefft, *Phys. Zs.* **32**, 948 (1931).
8. A. Güntherschulze, *Zs. f. Phys.* **41**, 718 (1927); **42**, 763 (1927).
9. L. G. H. Huxley, *Phil. Mag.* **12**, 380 (1931).
10. R. H. Sloane and K. G. Emeleus, *Phil. Mag.* **12**, 162 (1931).
11. K. Meyer und A. Güntherschulze, *Zs. f. Phys.* **62**, 619 (1930); **71**, 279 (1931).
12. H. Kessel, *Zs. f. Phys.* **70**, 614 (1931).
13. A. Güntherschulze, *Zs. f. Phys.* **61**, 1 (1930).
14. H. Krefft, *Zs. f. Phys.* **77**, 752 (1932).
15. A. Lompe und R. Seeliger, *Ann. d. Phys.* **15**, 300 (1932).
16. A. Güntherschulze und H. Fricke, *Zs. f. Phys.* **86**, 451 и 821 (1933).
17. H. Schnitger, *Zs. f. Phys.* **96**, 551 (1935); **102**, 163 (1936).
18. L. G. H. Huxley, *Phil. Mag.* **12**, 380 (1931).
19. F. M. Penning, *Zs. f. Phys.* **70**, 782 (1931).
20. K. Sommermeyer, *Ann. d. Phys.* **13**, 315 (1932).
21. A. v. Hippel, *Zs. f. Phys.* **76**, 1 (1932).
22. R. Holm, *Zs. f. Phys.* **75**, 171 (1932).
23. N. J. Druyvesteyn, *Phys. Zs.* **33**, 622 (1932).
24. W. Pupp, *Phys. Zs.* **33**, 844 (1932).
25. M. J. Druyvesteyn, *Phys. Zs.* **33**, 856 (1932).
26. W. Krug, *Zs. f. techn. Phys.* **14**, 26 (1933).
27. F. Ollendorff und R. Seeliger, *Phys. Zs.* **33**, 577 (1932).
28. H. Wolfhekel und R. Seeliger, *Phys. Zs.* **34**, 57 (1933).
29. A. v. Engel und M. Steenbeck, *Zs. f. Phys.* **85**, 144 (1935).
30. H. Thoma und L. Heer, *Zs. f. techn. Phys.* **14**, 385 (1933); **15**, 186 (1934).
31. A. Güntherschulze und H. Betz, *Zs. f. Phys.* **81**, 283 (1933).
32. M. J. Druyvesteyn, *Zs. f. Phys.* **81**, 571 (1933).
33. M. J. Druyvesteyn und N. Warmholtz, *Phil. Mag.* **17**, 1 (1934).
34. M. J. Druyvesteyn, *Physica* **1**, 273 (1934).
35. R. Seeliger und A. Kraschke, *Phys. Zs.* **34**, 883 (1933).
36. R. C. Mazon, *Electr. Eng.* **52**, 702 (1933).
37. W. Elenbaas, *Physica* **1**, 211 (1934).
38. R. K. Cowsik, *Indian Journ. of Phys.* **8**, 209 (1933).
39. W. Pupp, *Ph. Zs.* **35**, 705 (1934); **36**, 61 (1935); *Verh. d. D. Phys. Ges.* **15**, 27 (1944); *Zs. f. techn. Phys.* **15**, 257 (1934).
40. E. W. Pike, *Zs. f. Phys.* **90**, 319 (1934).
41. R. Seeliger und K. Sommermeyer, *Zs. f. Phys.* **93**, 692 (1935).
42. B. van Manen, *Physica* **1**, 967 (1934).
43. W. Elenbaas, *Physica* **2**, 155 и 787 (1935).
44. M. J. Druyvesteyn, *Physica* **2**, 255 (1935).
45. W. Elenbaas, *Physica* **2**, 169 и 757 (1935).
46. R. H. Sloane and C. M. Minnis, *Nature*, **135** и 436 (1935).
47. H. B. Dorgelo, H. Alting und C. J. Boers, *Physica* **2**, 959 (1935).
48. Г. Спивак и Э. Рейхрудель, *Physica* **3**, 301 (1936).
49. H. H. Paul, *Zs. f. Phys.* **97**, 330 (1936).
50. F. Kiessling, *Zs. f. Phys.* **96**, 365 (1935).
51. E. L. E. Wheatcroft, *Phil. Mag.* **20**, 578 (1935).
52. W. Weizel und H. Fischer, *Ann. d. Phys.* **14**, 209 (1935).
53. H. Fischer und W. Weizel, *Zs. f. techn. Phys.* **16**, 433 (1935).
54. K. G. Emeleus, *Proc. Roy. Irish. Acad. Dublin (A)* **42**, 31 (1935).
55. W. H. Ernst, *Helv. Phys. Acta* **8**, 381 (1935).

56. W. Holtz und J. Kömmnick, *Zs. f. Phys.* **99**, 252 (1936).
- 57a. E. L. E. Wheatcroft, *Phil. Mag.* **20**, 578 (1935).
- 57b. Th. Rummel, *Naturwissensch.* **24**, 158 (1936).
58. H. Karzke, *Ann. d. Phys.* **25**, 688 (1936).
59. A. Gehrts, *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 393 (1936).
60. H. Fricke, *Zs. f. Phys.* **92**, 705 (1934).
61. A. H. van Gorcum, *Physica* **2**, 535 (1935).
62. W. Krug, *Naturwissensch.* **23**, 355 (1935); *Arch. f. Elektrotechn.* **30**, 157 (1936).
63. H. Fischer, *Ann. d. Phys.* **27**, 81 (1936).
64. R. Seeliger und K. Sommermeyer, *Zs. f. Phys.* **98**, 733 (1936).
65. G. Heller, *Physics* **6**, 389 (1935).
66. H. Hörmann, *Zs. f. Phys.* **97**, 539 (1935).
67. E. S. Lamar, *Phys. Rev.* **49**, 861 (1936).
68. E. Spenke und M. Steenbeck, *Wiss. Veröf. d. Siemens Werke* **15**, 18 (1936).
69. W. Uyterhoeven et C. Verburg, *C. R.* **202**, 1498 (1936).
70. W. Elenbaas, *Physica* **3**, 12, 219, 484, 859, 947 (1936).
71. F. H. Newmann, *Phil. Mag.* **23**, 239 (1937).
72. E. F. Richter, *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 306 (1936).
73. K. Sommermeyer, *Ann. d. Phys.* **25**, 481 (1936).
74. R. K. Cowsik, *Indian Journ. of Physiks.* **8**, часть 3, 209 (1933).
75. Э. М. Рейхрудель и Г. В. Спивак, *Ж. экпер. и теор. физ.* **6**, 846 (1936); *Phys. Zs. d. Sowjetun* **9**, 121 (1936).
76. А. А. Зайцев, *Ж. экпер. и теор. физ.* **6**, 973 (1936).
77. D. R. Kanaskow, *Phys. Zs. d. Sowjetun* **8**, 119 (1935).
78. I. Langmuir, *Phys. Rev.* **33**, 954 (1929).
79. L. Tonks and I. Langmuir, *Phys. Rev.* **34**, 876 (1929).
80. I. Langmuir, *Journ. of Frankl. Inst.* **196**, 571 (1933).
81. T. J. Killian, *Phys. Rev.* **35**, 1238 (1931).
82. R. Seeliger, *Phys. Zs.* **33**, 273 и 313 (1932).
83. K. T. Compton and C. M. Morse, *Phys. Rev.* **30**, 305 (1927).
84. N. D. Morgulis, M. P. Bernardiner und A. M. Patiocha, *Phys. Zs. d. Sowjetun* **9**, 302 (1936).
85. L. N. Dobrezov and G. A. Morozov, *Phys. Zs. d. Sowjetun* **9**, 352 (1936).

## К ГЛАВЕ XV:

1. H. Stolt, *Zs. f. Phys.* **26**, 95 (1924); **31**, 240 (1925).
2. I. Langmuir, *Gen. Electr. Rev.* **26**, 731 (1923).
3. K. P. Compton and C. C. Van Voorhis, *Proc. Nat. Acad. Amer.* **13**, 336 (1927).
4. I. Slepian, *Journ. Frankl. Inst.* **201**, 79, 217 (1926).
5. Он же, *Phys. Rev.* **27**, 249, 407 (1926); **31**, 1123 (1928).
6. R. Seeliger, *Phys. Zs.* **27**, 22 (1926).
7. M. Wehrli, *Zs. f. Phys.* **44**, 301 (1927); *Helv. Phys. Acta* **1**, 323 (1928).
8. R. Seeliger und J. Schmeckel, *Phys. Zs.* **27**, 730 (1926).
9. A. Güntherschulze, *Zs. f. Phys.* **13**, 378 (1923); **31**, 509 (1925).
10. H. Ayrton, *The Electric Arc*, London 1902.
11. W. B. Nottingham, *Journ. Amer. Instit. Electr. Eng.* **42**, 12 (1923).
12. Он же, *Phys. Rev.* **27**, 806; **28**, 764 (1926).
13. J. C. Pole, *Die Quarzlampe* (1924), изд. Springer.
14. A. Hagenbach, *Handb. der Radiol.*, Bd. **14**, 33 ff.
15. O. Lummer, *Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik*, Oldenburg, 1917.
16. Он же, *Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur*, изд. Vieweg, 1914.
17. H. Kohn und M. Guckel, *Zs. f. Phys.* **27**, 305 (1924).
18. W. Mathiesen, *Untersuchungen über den Elektrischen Lichtbogen*, Leipzig 1921.
19. H. v. Dziewulski, *Zs. f. Phys.* **69**, 366 (1931).

20. W. Ramberg, *Ann. d. Phys.* **12**, 569 (1932).
21. R. Risch und F. Lüdi, *Zs. f. Phys.* **75**, 812 (1932).
22. E. S. Lamar, *Phys. Rev.* **43**, 169 (1933).
23. F. Lüdi, *Zs. f. Phys.* **82**, 815 (1933).
24. R. Mannkopf, *Zs. f. Phys.* **86**, 161 (1933).
25. F. H. Newmann, *Phil. Mag.* **18**, 241 (1934).
26. L. S. Ornstein und H. Brinkman, *Physica* **1**, 797 (1934).
27. E. C. Easton, F. B. Lucas and F. Creedy, *Electr. Eng.* **53**, 1454 (1934).
28. D. Th. J. Ter Horst, H. Brinkman und L. S. Ornstein, *Physica* **2**, 652 (1935).
29. H. Plesse, *Ann. d. Phys.* **22**, 473 (1935).
30. L. Tonks, *Phys. Rev.* **47**, 638 (1935); **50**, 226 (1936); *Physics* **6**, 294 (1935).
31. O. Becken und R. Seeliger, *Ann. d. Phys.* **24**, 609 (1935); *Zs. f. Phys.* **102**, 551 (1936).
32. F. Lüdi, *Helv. Phys. Acta* **8**, 272 (1935).
33. A. Wallraff, *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 44 (1936).
34. A. v. Engel, *Naturwissensch.* **23**, 305 (1935).
35. Ch. G. Suits, *Physics* **6**, 190 и 196 (1935).
36. M. J. Druyvesteyn, *Nature* **137**, 580 (1936); *Phil. Mag.* **23**, 240 (1937).
37. F. H. Newmann, *Phil. Mag.* **22**, 463 (1936).
38. N. Warmholtz, *Nature*, **138**, 36 (1936).
39. D. Th. J. ter Horst, *Physica* **3**, 131 (1936).
40. K. Gaulrapp, *Ann. d. Phys.* **25**, 705 (1936).
41. W. T. Gray, *Phys. Rev.* **48**, 474 (1935).
42. J. D. Cobine, *Physics* **7**, 137 (1936).
43. H. Scharif, *Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik* **48**, 22 (1936).
44. S. Gwosdover, *Phys. Zs. d. Sowjetun.* **7**, 274 (1935); **8**, 582 (1935).

## К ГЛАВЕ XVI:

1. J. Thomson, *Phil. Mag.* **15**, 682 (1933).
2. M. Kornetzki, V. Fomin und R. Steintz, *Zs. f. techn. Phys.* **14**, 274 (1933).
3. J. J. Sammer, *Zs. f. Phys.* **83**, 814 (1933).
4. A. v. Hippel, *Zs. f. Phys.* **80**, 19 (1933).
5. J. Clausnitzer, *Phys. Zs.* **34**, 791 (1933).
6. W. Mc-Farlane, *Phil. Mag.* **16**, 865 (1933).
7. W. O. Schumann, *Elektrotechn. u. Maschinenbau* **51**, 333 (1933).
8. S. Franck, *Zs. f. Phys.* **87**, 323 (1934).
9. J. C. Pirkaru, *C. R.* **198**, 158 (1934); *Zs. f. Phys.* **93**, 315 (1935).
10. M. A. Левитская, *Журн. экспер. и теор. физ.* **2**, 258 (1934).
11. H. Kroemer, *Arch. f. Elektrotechn.* **28**, 703 (1934).
12. U. Nakaya and F. Jamasaki, *Nature* **134**, 496 (1934); *Proc. Roy. Soc. London (A)*, **148** и 446 (1935).
13. H. J. White, *Phys. Rev.* **46**, 330 (1934).
14. H. Norinder, *Journ. of Frankl. Inst.* **218**, 717 (1934).
15. A. M. Crawath, and L. B. Loeb, *Phys. Rev.* **47**, 259 (1935).
16. E. Flegler und H. Roether, *Zs. f. techn. Phys.* **16**, 435 (1935); *Zs. f. Phys.* **99**, 635.
17. Ch. D. Bradley, *Phys. Rev.* **47**, 802 (1935).
18. Ch. D. Bradley and L. B. Snoddy, *Phys. Rev.* **47**, 541 (1935).
19. A. M. Cravath and L. B. Loeb, *Physics* **6**, 125 (1935).
20. H. Kroemer, *Arch. f. Elektrotechn.* **29**, 782 (1935); *Zs. f. Phys.* **92**, 647 (1935).
21. E. Kluss, *Arch. f. Elektrotechn.* **30**, 187 (1936).
22. M. Laporte, *C. R.* **201**, 1108 (1935).
23. M. Laporte et M<sup>lle</sup> Pierrjean, *C. R.* **202**, 643 (1936).
24. H. A. Robinson, *Zs. f. Phys.* **101**, 658 (1936).
25. B. F. J. Schonland, *Phil. Mag.* **23**, 503 (1937).
26. U. Nakeiga, *Proc. Roy. Soc. London (A)*, **153**, 542 (1936).

27. H. Raether, *Phys. Zs.* **37**, 560 (1936); *Zs. f. Phys.* **94**, 567 (1935).
28. R. Holm, *Zs. f. Phys.* **102**, 138 (1936).
29. M. Toepler, *Arch. f. Elektrotechn.* **30**, 663 (1930).
30. R. Schiering, *Arch. f. Elektrotechn.* **30**, 455 (1936).
31. F. Frey, *Phys. Zs.* **37**, 688 (1936).
32. U. Nakaya and F. Jamasaki, *Proc. Roy. Soc. London (A)* **153**, 542 (1936).
33. H. Müller, *Elektrotechn. Zs.* **56** 1379 (1935).
34. T. E. Allibone and B. F. J. Schonland, *Nature* **134**, 736 (1934).
35. Б. М. Вули и И. М. Гольдман, *Ж. техн. физ.* **6**, 244 (1936).

## К ГЛАВЕ XVII:

- a) Ф. Пик, *Диэлектрические явления в технике высоких напряжений*, перевод с английского Г. Эк., изд. 1934.
- b) S. Whithead, *Dielectric Phenomena*, London 1927.
1. R. Ladenburg, *Ann. d. Phys.* **14**, 510 (1932).
2. J. D. Stephenson, *Proc. Roy. Soc. London (A)*, **145**, 20 (1933).
3. J. D. Stephenson, *Journ. Inst. Electr. Eng.* **73**, 69 (1933).
4. J. H. Bruce, *Phys. Zs.* **35**, 412 (1934).
5. H. F. Bulind, *Phil. Mag.* **18**, 909 (1934); **20**, 68 (1935).
6. J. Zeleny, *Journ. of Frankl. Inst.* **218**, 685 (1934).
7. M. Radonjitch und A. Thoma, *Arch. f. Elektrotechn.* **29**, 692 (1935).
8. E. L. E. Wheatowft and H. Barker, *Phil. Mag.* **20**, 562 (1935).
9. G. Mierdel und R. Seeliger, *Arch. f. Elektrotechn.* **29**, 149 (1935).
10. W. Rogowski *Arch. f. Elektrotechn.* **29**, 130 (1935).
11. W. Deutsch, *Zs. f. techn. Phys.* **6**, 429 (1925).
12. Pautenier et M<sup>me</sup> Moreau-Hanot, *Journ. de Phys. et le Radium* **3**, 590 (1932); **6**, 43 (1935).
13. Z. Bay, *Zs. f. Phys.* **102**, 507 (1936).
14. W. G. Hoover, *Electr. Eng. (A. J. E. E.)* **55**, 448 (1936).
15. A. Güntherschulze und H. J. Hesse, *Zs. f. Phys.* **98**, 476 (1936).
16. J. Kunz, *Arch. f. Elektrotechn.* **30**, 410 (1936).
17. W. Deutsch, *Ann. d. Phys.* **26**, 193 (1936).
18. A. Güntherschulze und H. Betz, *Zs. f. Phys.* **100**, 269 (1936).
19. O. Daubenspeck, *Verh. d. D. Phys. Ges.* **16**, 47 (1935).
20. C. A. Meek and R. Winstanley, *Lunt., Trans. Farad. Soc.* **32**, 1273 (1936).
21. G. Mierdel und R. Seeliger, *Trans. Farad. Soc.* **32**, 1284 (1936).
22. V. Schaffers, *Phys. Zs.* **14**, 981 (1913); **15**, 405 (1914).
23. C. S. Fazel and S. R. Parsons, *Phys. Rev.* **23**, 598 (1924).
24. O. Mayr, *Arch. f. Elektrotechn.* **18**, 270 (1927).
25. A. v. Engel und M. Steebeck, *Elektrische Gasentladungen*, 11 Band, § 10, стр. 13, Berlin 1934.
26. J. S. Townsend, *Phil. Mag.* **28**, 83 (1911).
27. W. Deutsch, *Ann. d. Phys.* **16**, 588 (1933); *Phys. Zs.* **34**, 448 (1933).
28. I. Satoh, *Journ. of the Inst. of Electr. Eng. of Japan Aug.*, 1932; *Memor. R ojun Coll. Eng.* **5**, 205 (1932).
29. G. Mierdel, *Zs. f. techn. Phys.* **15**, 169 (1934).
30. J. H. Bruce, *Phys. Zs.* **36**, 391.
31. Н. Канцов, *Ж. экспер. и теор. физ.* **6**, 135 (1936); *Phys. Zs. d. Sowjetun* **11**, 95 (1937).
32. S. P. Zebrowski, *Arch. f. Elektrotechn.* **25**, 649 (1931).
33. W. Stockmeyer, *Wiss. Verh. d. Siemens-Konzern* **XIII/2**, 27 (1934).
34. Spricher, *Wiss. Verh. d. Siemens-Konzern* **XV/1**, 68 (1936).
35. R. Holm, *Arch. f. Elektrotechn.* **18**, 567 (1927).

## К ГЛАВЕ XVIII:

1. N. R. Campbell, *Phil. Mag.* **40**, 585 (1920); **3**, 945, 1041 (1927).
2. A. Wehnelt, *Ann. d. Phys.* **14**, 425 (1904).
3. I. Langmuir, *Phys. Rev.* **26**, 585 (1925); *Zs. f. Phys.* **46**, 271 (1927).

4. I. Langmuir and L. Tonks, *Phys. Rev.* **33**, 195 (1929).
5. K. T. Compton and C. Eckart, *Nature* **114**, 51 (1924); *Phys. Rev.* **25**, 139 (1925).
6. D. Gábor, *Phys. Zs.* **34**, 38 (1933); *Zs. f. Phys.* **84**, 474 (1933).
7. S. Werner, *Zs. f. Phys.* **90**, 584 (1934); **92**, 705 (1934).
8. A. Jodlbauer, *Zs. f. Phys.* **92**, 116 (1934).
9. W. Fuchs, *Zs. f. Phys.* **92**, 467 (1934); **98**, 666 (1936); *Verh. d. D. Phys. Ges.* **16**, 47 (1935).
10. W. Kluge, *Zs. f. techn. Phys.* **15**, 591 (1934).
11. W. Rogowski und W. Fuchs, *ibid* **29**, 362 (1935).
12. A. v. Hippel, *Zs. f. Phys.* **97**, 455 (1935).
13. W. Rogowski und A. Wallraff, *Zs. f. Phys.* **97**, 758 (1935); **102**, 183 (1936).
14. C. Deimel, *Phys. Zs.* **37**, 610 (1936).
15. W. Seits und W. Fuchs, *Naturwissensch.* **24**, 346 (1936); *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 387 (1936).
16. M. J. Druyvesteyn, *Physica* **3**, 724 (1936).
17. E. G. Linder, *Phys. Rev.* **49**, 753 (1936).
18. H. Kniekamp, *Phys. Zs.* **37**, 824 (1936); *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 398 (1936).
19. С. Гвоздовер и Ф. Коновалов, *Докл. Акад. наук* 1934 г. № 9, стр. 1.
20. G. Spiwak und E. Reichrudel, *Physica* **3**, 301 (1936).
21. P. W. Timofeev und N. S. Chlebnikow, *Zs. f. Phys.* **72**, 658 (1931).
22. П. В. Тимофеев, *Ж. техн. физ.* **4**, 1182 (1934).
23. F. Ollendorf, *Zs. f. techn. Phys.* **13**, 606 (1932).
24. И. Ф. Кварцхава и Н. В. Тимофеев, *Ж. техн. физ.* **4**, 1698 (1934); *Techn. Phys. of the USSR* **1**, № 4, 1 (1935).
25. H. J. White, *Phys. Rev.* **48**, 113 (1935).
26. М. И. Родин, *Ж. техн. физ.* **6**, 1502 (1936).
27. Н. Д. Моргулис, *Ж. техн. физ.* **6**, 1497 (1936).
28. И. Ф. Кварцхава, *Ж. техн. физ.* **6**, 3 (1936).
29. А. В. Афанасьева и Н. А. Капцов, *Ж. техн. физ.* **3**, 1004 (1933).

## К ГЛАВЕ XIX:

1. E. Hiedemann, *Ann. d. Phys.* **85**, 649 (1928).
2. D. Banerji and R. Ganguli, *Phil. Mag.* **11**, 410 (1931); **13**, 494 (1932).
3. J. J. Tomson, *Phil. Mag.* **2**, 696 (1926).
4. W. Hittorf, *Wied. Ann.* **21**, 137 (1884).
5. J. J. Tomson, *Phil. Mag.* **4**, 1128 (1927).
6. J. S. Townsend and R. H. Donaldson, *Phil. Mag.* **5**, 178 (1928).
7. K. A. Mac Kinnon, *Phil. Mag.* **8**, 605 (1929).
8. G. Mierdel, *Ann. d. Phys.* **85**, 612 (1928).
9. M. Pirani, *Wissenschaftliche Voröffentl. aus dem Siemens-Konzern*, Bd. **1**, H. 1. (1920).
10. F. Kirchner, *Ann. d. Phys.* **77**, 287 (1925).
11. L. Rohde, *Ann. d. Phys.* **12**, 569 (1932).
12. G. Cario, *Zs. f. Phys.* **89**, 523 (1934).
13. A. G. Gandon, *Nature* **133**, 984 (1934).
14. F. H. Newman, *Phil. Mag.* **20**, 777 (1935).
15. O. Stuhlman, Jr. and M. S. Cay, *Journ. Frankl. Inst.* **219**, 37 (1935).
16. R. H. Randall and H. W. Webb, *Phys. Rev.* **48**, 544 (1935).
17. E. M. Stoddart, *Proc. Roy. Soc., London (A)*, **147**, 454 (1934); **153**, 152 (1935).
18. H. Beck, *Zs. f. Phys.* **97**, 355 (1935).
19. R. Zouckermann, *C. R.* **201**, 649 (1935).
20. F. H. Crawford and C. G. Smith, *Phys. Rev.* **48**, 477 (1935).
21. O. Stuhlman Jr, *Phys. Rev.* **49**, 861 (1936).
22. И. А. Эльцин, *Ж. техн. физ.* **2**, 846 (1932),

23. V. Kondratjew, *Phys. Zs. d. Sowjetun* **11**, 320 (1937).
24. M. M. Mann and W. M. Nielsen, *Phys. Rev.* **46**, 991 (1934).

## К ГЛАВЕ XX:

- a) Шаров, *Электронные приборы и их технические применения*, Кубуч, Ленинград 1932.
- b) Шапошников, *Электронные и ионные приборы*, Кубуч, Ленинград 1934.
- c) В. П. Вологдин, *Выпрямители*, Москва 1932.
- d) А. Гюнтершульце, *Выпрямители и вентильные трубки*, перевод с немецкого, Москва 1932.
- e) Г. Симон и Р. Зурман, *Фотоэлементы и их применения*, ОНТИ, 1936, перевод с немецкого.
- f) Kohler und Rompe, *Die elektrischen Leuchtröhren*, Braunschweig 1933.
1. M. Pirani, *Elektrotechn. Zs.* **51**, 889 (1930); *Technisch. Wissensch. Abhandl. aus dem Osram-Konzern*, Bd. **11**, 33 (1931).
2. N. L. Harris and Jenkins, *G. E. C. Journal England* **2**, 63 (№ 2, — авр. 1931).
3. H. Krefit, H. Reger und R. Rompe, *Zs. f. techn. Phys.* **14**, 242 (1933).
4. H. Krefit und M. Pirani, *Zs. f. techn. Phys.* **14**, 393 (1933).
5. W. Uyterhoeven, J. Brugnes et C. Verburg, *C. R.* **196**, 1653 (1933).
6. W. Gerlach und K. Sieberg, *Zs. f. Phys.* **90**, 37 (1934).
7. H. Krefit, *Phys. Zs.* **35**, 978 (1934).
8. S. Dushman, *G. E. R.* **37**, 260 (1934).
9. R. Rompe, (S. A.) *Licht und Lampe* **29**, 27 (1934).
10. N. T. Gordon, *G. E. R.* **37**, 338 (1934).
11. W. F. Westendarp, *G. E. R.* **37**, 308 (1934).
12. R. Gordon, Fonda and A. H. Joung, *G. E. R.* **37**, 331 (1934).
13. Lichterzeugung und Lichtumwandlung durch Leuchtphosphore, *Licht und Lampe* **24**, 158 (1935).
14. E. Tide, *Chem. Zig.* **59**, 105 и 127 (1935).
15. W. Elenbaas und W. de Groot, *Physica* **2**, 807 (1935).
16. C. Vol, W. Elenbaas, W. de Groot, *Ingenieur* (голландск.) **50**, E, 83 (1935).
17. Seidelbach, *Elektrotechn. Zs.* **56**, 299 (1935).
18. K. Siebertz, *Zs. f. Phys.* **101**, 255 (1936).
19. A. Hinzpeter, *Hochfrequenz techn. und Elektroakust.* **48**, 56 (1936).
20. A. L. Whiteley, *Journ. Inst. Electr. Eng.* **78**, 516 (1936).
21. J. H. Partridge, *Journ. Soc. Glass Techn.* **19**, 266 (1935).
22. R. C. Chirnside, *Journ. Soc. Glass Techn.* **19**, 279 (1935).
23. W. H. Kohl, *Canad. Journ. Research.* **13**, 126 (1936).
24. W. Elenbaas, *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 61 (1936).
25. W. Uyterholven et C. Verburg, *C. R.* **201**, 647 (1936).
26. P. Clausing, *Physica* **2**, 731 (1935).
27. W. de Groot, *Ingenieur* (Gravenhays) **50**, 92 (1935).
28. F. Lauster, *Elektrot. Zs.* **57**, 517 (1936).
29. H. Schober und H. Jung, *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 84 (1936).
30. S. Rothschild, *Phys. Zs.* **37**, 757 (1936); **35**, 557 (1934).
31. H. Fischer, *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 337 (1936).
32. H. Krefit, K. Larche und F. Rössler, *Phys. Zs.* **37**, 800 (1936); *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 374 (1936).
33. R. Rompe und W. Thouret, *Phys. Zs.* **37**, 803 (1936); *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 377 (1936).
34. A. Rüttenauer, *Zs. f. techn. Phys.* **17**, 384 (1936).
35. S. Dushman, *Jour. Opt. Soc. Amer.* **27**, 1 (1937) — обзорная статья.
36. D. Urley, *Physica* **7**, 97 (1936).
37. G. H. Wilson, E. L. Damant and J. M. Waldram, *Journ. Inst. Electr. Eng.* **79**, 241 (1936).

38. In. G. B. Vander Werfhorst, *Bullet. Assoc. Suisse des Electriciens* 27, 887 (1936).  
 39. H. Geffenen und H. Richter, *Phys. Zs.*, 35, 33 (1934).  
 40. R. d'Aboville, *Rev. Gen. de l'Electricité* 35, 93 и 613 (1934).  
 41. В. К. Зворыкин, *Усп. физ. наук* 14, 778 (1934).  
 42. D. S. Gustin, *Trans. of the Illumin. Eng. Soc.* 32, 282 (1937).  
 43. Д. Зернов, *Усп. физ. наук*, 15, 522 (1935).

## Опечатки

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать	По чьей вине
16	10 стр.	$c^2$	$\bar{c}^2$	Тип.
36	форм. 65	$e^{-\frac{1}{L}}$	$e^{-\frac{l}{L}}$	Тип.
123	6 св.	$\frac{1}{4} \text{ пс}$	$\frac{1}{4} \text{ пс}$	Тип.
133	2 св.	$p$ а равно	$p$ равно	Тип.
168	форм. 32	$du dv dn$	$du dv dw$	Ред.
229	15 стр.	500 см/V сек	500 см <sup>2</sup> /V сек	Ред.
231	20 св.	(15)	(13)	Ред.
234	7 св.	$\frac{*}{0}$	$n_0$	Тип.
275	20 стр.	при $x = \delta i_e = i$	при $x = \delta i_e = i$	Ред.
329	10 стр.	$E_z$	$E_z i$	Ред.

Н. А. Капцов, Физические явления в вакууме и разреженных газах. Зак. 1329.

Редактор И. Кузнецов.

Технический редактор Е. Весник.  
Чертежник М. М. Сыркин.

Сдано в производство 20/VIII-37 г. Подп. к печ. 11/X-37 г. Формат  $62 \times 94 \frac{1}{16}$ . Тираж 3000. Колич. печ. л. 27  $\frac{1}{2}$ . Учетно-авт л. 32,3. Усл. оном. Глаз. лита № Б-19445. Учетн. № 4744. Техничко-теоретическая редакция № 49. Выход в свет октябрь 1937 г.