

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

49101

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ФЛЮКТУАЦИИ И ПРЕДЕЛ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРИБОРОВ*

II. ДРОБОВОЙ ЭФФЕКТ И СМЕЖНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

В. Л. Грановский, Москва

Содержание

1. Теория дробового эффекта в отсутствии пространственного заряда. — 2. Экспериментальные исследования дробового эффекта в катодной лампе при отсутствии пространственного заряда. — 3. Дробовой эффект в фотоэлементах. — 4. Влияние пространственного заряда на флюктуации электронного тока. а) Депрессия дробового эффекта. б) Аномальные флюктуации в присутствии положительных ионов, в) Тепловой эффект. — 5. „Вековые“ вариации электронной эмиссии (flicker-эффект). — 6. Дробовой эффект в токе положительных ионов. — 7. Порог чувствительности электронных приборов.

1. ТЕОРИЯ ДРОБОВОГО ЭФФЕКТА В ОТСУТСТВИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

В первой части настоящего обзора были рассмотрены электрические флюктуации, происходящие¹ в проводниках вследствие теплового движения. Условия, при которых происходят эти явления, в основном характеризуются следующим: между носителями электричества атомами вещества проводника и электрической цепью в целом происходит беспрепятственный взаимный обмен энергией. Благодаря ему средняя энергия, приходящаяся на одну степень свободы электрической цепи в тепловом движении, одинакова и равна $\frac{kT}{2}$ (вся теория теплового эффекта построена на основе гипотезы о равномерном распределении энергии по степеням свободы)**. Поэтому энергия теплового эффекта при данной температуре одинакова в любом проводнике. На нее не влияет даже наличие тока в последнем, так как общее упорядоченное смещение в ничтожной

* См. Успехи физических наук, XIII, вып. 6, 805, 1933.

** Можно думать, что и при учете распределения скоростей электронов по статистике Ферми энергия флюктуаций цепи в целом будет попрежнему равна $\frac{kT}{2}$, так как вся цепь представляет собой „частицу“ с относительно огромной массой, для которой статистика Ферми должна перейти в классическую. Впрочем, точного расчета по новой статистике проделано не было.



50217

степени меняет кинетическую энергию электронов: скорость, приобретаемая ими под действием электрического поля в проводнике, мала по сравнению со средней скоростью теплового движения. Но здесь нужно сделать существенную оговорку: так обстоит дело только в хороших проводниках, где напряженность поля E не может принимать большие значения. Если поле настолько сильно, что кинетическая энергия, приобретаемая электроном за время одного свободного пробега, сравнима со средней энергией теплового движения или даже больше ее, то теорема равномерного распределения энергии становится неприменимой. В этом случае и все основанные на ней выводы относительно величины электрических флуктуаций также теряют силу; они должны быть заменены другими, вообще более сложными расчетами, которые учитывали бы и тепловую и переносную скорости электронов. Мы можем перейти к другому крайнему случаю, когда столкновения между элементарными частицами настолько редки,

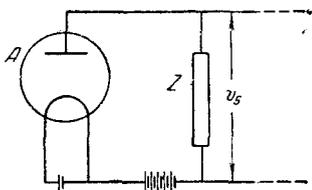


Рис. 1. Схема наблюдения дробового эффекта.

что происходящим при них обменом энергии вообще можно пренебречь. В этом случае движение каждого отдельного электрона становится совершенно независимым от всех остальных электронов и атомов. Такой случай имеет место в трубке с крайне разреженным ионизованным газом или в электронной трубке при малой плотности тока. При этом, как мы увидим, также должны иметь место флуктуации, но закономерности, управляющие ими, будут совершенно иные, чем при тепловом эффекте. На существование этих явлений указал впервые Шоттки ¹ в 1918 г.; в этой же работе Шоттки дал и основы количественной теории открытого им явления, в которой уже содержались все важнейшие черты последнего. В качестве простейшего случая Шоттки рассмотрел движение электронного потока в вакууме; к изложению его теории, освобожденной от ряда первоначальных погрешностей и несколько обобщенной, мы и переходим.

Пусть A (рис. 1) представляет собой электронную трубку, откачанную до высокого вакуума; между катодом и анодом течет электронный ток i_0 . Этот ток нельзя представлять себе как непрерывный равномерный поток электричества. Напротив, он должен быть уподоблен граду отдельных дробинков, ударяющихся об анод. При таком процессе не может быть речи о непрерывности и равномерности. Если рассматривать вылет и движение в трубке каждого электрона как совершенно независимые события, то последовательность ударов этих дробинков будет определяться законами случайности. В среднем за короткий промежуток времени τ катода будет достигать

$$\bar{n} = \frac{i_0}{e} \tau \quad (1)$$

электронов (e — заряд электрона). Однако в отдельные промежутки времени τ_1 , τ_2 и т. д. число электронов, достигших катода, будет то больше, то меньше этого среднего. Следовательно, и здесь сила тока, вне зависимости от теплового движения, должна быть подвержена флюктуациям. Эти флюктуации Шоттки назвал дробовым эффектом (Schroetteffekt; по-английски shot-effect).

Вероятность того, что число электронов, ударившихся об анод, лежит в пределах от n до $n + dn$, может быть выражена следующей формулой теории вероятностей:

$$W(n) = \sqrt{\frac{n}{2\pi}} e^{-\frac{(n-n)^2}{2n}} dn. \quad (2)$$

Если ввести в рассмотрение величину $\delta = \frac{n - \bar{n}}{n}$, показывающую относительное отклонение от среднего, то формулу (2) можно переписать так:

$$W(\delta) d\delta = \sqrt{\frac{\bar{n}}{2\pi}} e^{-\frac{\bar{n}\delta^2}{2}} d\delta. \quad (2')$$

Эта формула, выражающая вероятность данного отклонения δ , очень близка к формуле (3') первой части настоящего обзора, Пользуясь этими формулами, мы можем вычислить среднюю величину флюктуаций силы тока в трубке. Отклонение силы тока i от среднего значения i_0 может быть написано так:

$$j = i - i_0 = \frac{ne}{\tau} - \frac{n\bar{e}}{\tau} = (n - \bar{n}) \frac{e}{\tau},$$

и его средний квадрат:

$$\overline{j^2} = \overline{(i - i_0)^2} = \overline{(n - \bar{n})^2} \frac{e^2}{\tau^2} = \overline{\delta^2} n^2 \frac{e^2}{\tau^2}. \quad (3)$$

$\overline{\delta^2}$ вычислим по формуле (2'):

$$\overline{\delta^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta^2 W(\delta) d\delta = \frac{1}{n}. \quad (4)$$

Вставив это значение в (3), получим:

$$\overline{j^2} = \frac{1}{n} n^2 \frac{e^2}{\tau^2} = n \frac{e^2}{\tau^2} = \frac{i_0 e}{\tau}. \quad (3')$$

Величину j можно рассматривать как некоторый весьма неправильно меняющийся ток, который накладывается на постоянный ток i_0 . Его эффективное значение:

$$j_{\text{eff}} = \sqrt{\overline{j^2}} = \sqrt{\frac{i_0 e}{\tau}}. \quad (3'')$$

В этой формуле содержатся все основные черты дробового эффекта. Мы видим, что его величина зависит от совершенно иных факторов, чем величина теплового эффекта. Дробовой эффект про-

n. 1200 / 4.

порционален корню из силы электронного тока; при очень малых токах он падает до нуля. Мы увидим в дальнейшем, что при больших силах тока, когда между электродами образуется значительный пространственный заряд, дробовой эффект опять уменьшается, но это явление выходит из рамок рассматриваемой сейчас элементарной теории. Далее, дробовой эффект оказывается зависящим от величины элементарного заряда; если бы электричество было непрерывной жидкостью, то этого эффекта не было бы. Наконец, он обратно пропорционален корню из тех промежутков времени, в течение которых определяется каждый раз сила тока.

Несмотря на свое большое принципиальное значение, формула (3') непосредственно вряд ли может быть проверена. Чтобы получить измеримые значения j_{eff} , нужно брать τ настолько малым, что в течение его невозможно произвести измерения силы тока обычными методами. Однако можно указать такую схему опыта, которая допускает наблюдение и измерение величины дробового эффекта. Нужно включить последовательно с лампой какого-либо вида электрическое сопротивление и наблюдать разность потенциалов на его концах, вызываемую током, проходящим через лампу. Это напряжение будет иметь переменную слагающую, происходящую от дробового эффекта; если последняя величина слишком мала для прямого измерения, то она может быть усилена с помощью многолампового усилителя. Именно таким путем и был экспериментально изучен дробовой эффект; различие в методике отдельных авторов состояло только в выборе сопротивления, включаемого в анодную цепь, в усилителе, в приборе, измеряющем ток на выходе усилителя и в методах градуировки аппаратуры.

Начнем с рассмотрения самого общего случая.

Предположим, что анодная нагрузка лампы представляет собой какое-то сопротивление Z (рис. 1). Эта величина, вообще говоря, комплексная и зависит от частоты f . Чтобы определить флуктуации напряжения в ней, нужно разложить флуктуации тока j в спектр, определить напряжение на концах сопротивления Z вызываемое каждой из компонент тока j , и все эти парциальные напряжения просуммировать.

В самом деле, дробовой эффект представляет собой весьма быстро и беспорядочно меняющийся ток, не имеющий какой-либо определенной частоты. Мы можем, однако, представить его на основании теоремы Фурье в виде бесконечной суммы синусоидальных токов разных частот и разных фаз:

$$j = \sum_{k=0}^{\infty} j_k = \sum_{k=0}^{\infty} A_k \cos \omega_k t + \\ + \sum_{k=0}^{\infty} B_k \sin \omega_k t = \sum_{k=0}^{\infty} C_k \sin \left(\frac{2\pi k}{T} t + \varphi_k \right) \quad (5)$$

где T — некоторый большой (по сравнению с собственным перио-

дом контура) промежутков времени, а коэффициенты A_k , B_k и C_k связаны между собой соотношением:

$$A_k^2 + B_k^2 = C_k^2. \quad (5')$$

Эти токи вызовут в контуре переменные напряжения соответствующих частот. Каждому парциальному току f_k будет соответствовать свое парциальное напряжение v_k , определяемое равенством:

$$v_k = j_k Z_k, \quad (6)$$

где Z_k — значение сопротивления Z при частоте $f_k = \frac{k}{T}$ — величина, вообще говоря, комплексная и различная для разных частот. Квадрат эффективного напряжения данной частоты:

$$\begin{aligned} \overline{v_k^2} &= Z_k^2 \overline{j_k^2} = Z_k^2 C_k^2 \overline{\sin^2(\omega_k t + \varphi)} = \frac{1}{2} Z_k^2 C_k^2 = \\ &= \frac{1}{2} Z_k^2 (A_k^2 + B_k^2) \end{aligned} \quad (7)$$

Полное напряжение на концах сопротивления Z будет равно сумме всех v_k . Так как эти отдельные напряжения статистически независимы, то мы можем сложить только их квадраты и найдем для флюктуаций напряжения в контуре v_s выражение:

$$\overline{v_s^2} = \sum \overline{v_k^2} = \frac{1}{2} \sum Z_k^2 C_k^2. \quad (8)$$

Мы видим, что для вычисления $\overline{v_s^2}$ нужно узнать величины A_k^2 и B_k^2 , т. е. определить интенсивность отдельных членов разложения дробового эффекта в ряде Фурье. Этот анализ, произведенный Шоттки, представляет один из наиболее важных элементов всей теории. В нем весьма ясно выступают основные черты самого явления. Прежде всего нужно отметить, что точное знание отдельных коэффициентов A_k и B_k — невозможно. Вследствие совершенно неправильного, случайного протекания во времени функции $j(t)$ нет данных, достаточных для вычисления этих коэффициентов; можно только заметить, что их величина может зависеть в большой степени от выбора интервала времени, для которого производится разложение, а также может сильно и беспорядочно меняться от одного коэффициента к другому. Однако если мы возьмем ряд таких коэффициентов, например от A_k до $A_{k+\Delta k}$, где Δk по абсолютной величине достаточно велико, но мало по сравнению с k , то среднее значение квадрата этих коэффициентов окажется вполне определенным. Для этого необходимо взять в ряду (5) только члены с достаточно высокими значениями k , так, чтобы $k \gg \Delta k$ и $\Delta k \gg 1$. Это всегда осуществимо; нужно только выбрать основной период разложения T достаточно большим. Тогда в выражении (8) для $\overline{v_s^2}$ во всех реально-встречающихся случаях члены, соответствующие небольшим значениям k , не будут играть никакой роли по одной из двух следующих причин: или 1) величина Z_k для этих членов исчезающе-мала, например, если нагрузка Z представляет собой резонансный контур, или 2) эти чле-

ны не будут в дальнейшем усиливаться, если для наблюдения применен резонансный усилитель; одно из этих двух обстоятельств в опытах всегда имеет место. Выражение для коэффициента A_k по теореме Фурье:

$$A_k = \frac{2}{T} \int_0^T j \cos \omega_k t dt \quad (9)$$

и для B_k :

$$B_k = \frac{2}{T} \int_0^T j \sin \omega_k t dt, \quad (9')$$

для их квадратов:

$$A_k^2 = \frac{4}{T^2} \left\{ \int_0^T j \sin \omega_k t dt \right\}^2 = \frac{4}{T^2} \int_0^T \int_0^T j j' \cos \omega_k t \cos \omega_k t' dt dt' \quad * \quad (10)$$

и соответственно для B_k .

Заметим, что произведение $j(t) \cdot j(t')$ является заведомо положительной величиной только для очень близких моментов времени t и t' . Для более удаленных t и t' это произведение может иметь и тот и другой знак.**

Это обстоятельство используем при вычислении $\overline{A_k^2}$ и $\overline{B_k^2}$ следующим образом. Разобьем период T на интервалы Δt , настолько малые, чтобы в течение каждого из них $j(t)$, $\cos \omega_k t$ и $\sin \omega_k t$ можно было считать неизменными, и вместе с тем достаточно большие

* Преобразование квадрата определенного интеграла в двойной интеграл можно пояснить так: квадрат определенного интеграла есть произведение некоторой суммы на вторую такую же сумму; при этом каждый член 1-й суммы должен быть помножен на каждый член второй и произведения сложены; эта последовательность действия и представляется двойным интегралом от произведения двух одинаковых функций разных переменных, причем оба интеграла взяты в одинаковых пределах.

** Произведение $\overline{j(t)j(t')}$, усредненное по большому числу отдельных моментов времени, показывает, как сильно влияет величина $j(t)$, имевшая место в какой-либо момент времени t , на последующие значения j . Эта величина является функцией промежутка времени $t - t'$, $\overline{j(t)j(t')} = \Phi(t - t')$, причем естественно считать эту функцию симметричной, имеющей максимум при $t - t' = 0$, и убывающей монотонно в обе стороны от максимума. Ее называют обычно функцией корреляции. Чем быстрее исчезает влияние данного значения силы тока j на последующие значения, тем быстрее убывает функция Φ по обе стороны от нуля, тем меньше ширина полосы корреляции. В рассматриваемом нами случае дробового эффекта без пространственного заряда движения электронов происходят совершенно независимо от предыдущих; поэтому ширина полосы корреляции крайне мала. Этим мы выражаем тот факт, что член M_k в форме (10') при усреднении должен исчезнуть. Пользуясь теорией корреляции, можно было бы несколько сократить дальнейшие вычисления; однако, чтобы представить более ясно физические предпосылки вывода, мы приводим его в более простом и развернутом виде. Со значением корреляции мы еще встретимся ниже в § 4.

для того, чтобы в течение каждого из них на анод лампы перешло значительное число электронов (иначе понятие j потеряет свой смысл, и нельзя будет пользоваться формулами статистики). Это во всех практически-встречающихся случаях можно сделать. В самом деле, если мы возьмем даже очень высокую собственную частоту контура ω_0 , например $\omega_0 = 1 \cdot 10^{10}$ сек., соответствующую длине волны 20 см, и электронный ток в лампе всего в 1 мА, то и тогда средний промежуток времени между переходами двух электронов, равный $1,6 \cdot 10^{-16}$ сек. будет настолько меньше периода любого члена ряда (5), имеющего реальное значение (здесь можно повторить замечание относительно членов, соответствующих очень низким частотам), что условию постоянства $\cos \omega_k t$ и $\sin \omega_k t$ в течение интервала Δt легко можно удовлетворить. Мы можем тогда заменить двойной интеграл (10) двойной суммой:

$$A_k^2 = \frac{4}{T^2} \sum_0^T \sum_0^T j \Delta t \cdot j' \Delta t' \cos \omega_k t \cos \omega_k t'. \quad (10')$$

Разбиваем эту сумму на две части: собираем, с одной стороны: члены, для которых $t = t'$, с другой стороны — все прочие ($t \neq t'$)

$$A_k^2 = \frac{4}{T^2} \left[\sum_0^T j^2 (\Delta t)^2 \cos^2 \omega_k t + M_k \right], \quad (10'')$$

где M_k обозначает сумму всех членов, в которых $t \neq t'$.

Так как $T \gg T_k$ (T_k — период рассматриваемого члена ряда Фурье), то под знаком первой суммы много раз повторится каждое значение \cos . Поэтому суммирование можно производить в такой последовательности: сначала сложить все члены, соответствующие одному значению \cos , а затем сложить все эти суммы, соответствующие разным \cos . Каждая из этих сумм равна произведению $\cos^2 \omega_k t$ на число таких членов $\left(\frac{T}{\Delta t}\right)$ и на среднее значение $j^2 (\Delta t)^2$. Последнее может быть вычислено по формуле (3), где вместо τ нужно вставить Δt :

$$\overline{j^2 \Delta t^2} = \frac{i_0 e}{\Delta t} \cdot \Delta t^2 = i_0 e \Delta t.$$

Это значение $\overline{j^2 \Delta t^2}$ оказывается одинаковым для всех членов 1-й суммы в выражении (10''); поэтому эту сумму можно переписать так:

$$\sum_0^T j^2 (\Delta t)^2 \cos^2 \omega_k t = i_0 e \sum_0^T \cos^2 \omega_k t \Delta t = i_0 e \frac{T}{2}, \quad (11)$$

так как среднее значение $\cos^2 \omega_k t$ за период равно $1/2$.

Что касается второй суммы, которую мы обозначили через A , то ее вычислить точно нельзя, но оценить порядок величины ее вероятных

значений можно, пользуясь известной статистической теорией о сумме p колебаний одинаковой амплитуды a со случайными фазами; если p велико, то порядок величины вероятных значений этой суммы будет $a\sqrt{p}$. Число членов первой вычисленной нами суммы было $\left(\frac{T}{\Delta t}\right)$, число членов второй равно $\left(\frac{T}{\Delta t}\right)^2 - \frac{T}{\Delta t}$. Порядок величины членов обеих сумм одинаков; если для него сохраним пока обозначение a , то для первой суммы получим $\frac{T}{\Delta t} a$, для второй: $\sqrt{\left(\frac{T}{\Delta t}\right)^2 - \frac{T}{\Delta t}} \cdot a \cong \cong \frac{T}{\Delta t} a$. Следовательно, в формуле (10'') оба члена имеют одинаковый порядок величины. Так как первый член положителен, а второй может быть как > 0 , так и < 0 , то величина A_k^2 может иметь весьма различные значения как большие, так и малые. При увеличении основного периода T нельзя указать никакого определенного предела, к которому стремилось бы значение отдельного коэффициента A_k .

Составим теперь сумму квадратов коэффициентов A от k до $k + \Delta k$:

$$\sum_k^{k+\Delta k} A_k^2 = \frac{4}{T^2} \sum_k^{k+\Delta k} \left[i_0 e^{\frac{T}{2}} + M_k \right] = \frac{2i_0 \Delta k}{T} + \frac{4}{T^2} \sum_k^{k+\Delta k} M_k.$$

Последняя сумма, состоящая из Δk членов произвольной величины и знака, по уже упомянутой теореме, будет величиной порядка $\frac{4\sqrt{\Delta k}}{T^2} |M_k|$, тогда как 1-я сумма имеет величину порядка $\frac{4}{T^2} \Delta k |M_k|$. Если Δk достаточно велико, то второй суммой можно пренебречь. Окончательно находим:

$$\sum_k^{k+\Delta k} A_k^2 = \frac{2i_0 e \Delta k}{T}. \quad (12)$$

Средняя величина A_k^2 определится отсюда:

$$\overline{A_k^2} = \frac{\sum_k^{k+\Delta k} A_k^2}{\Delta k} = \frac{2i_0 e}{T}. \quad (12')$$

Совершенно аналогичным путем мы найдем, что

$$\overline{B_k^2} = \frac{2i_0 e}{T},$$

то же значение, что и для $\overline{A_k^2}$

Отсюда, наконец, по формуле (5):

$$\overline{C_k^2} = \overline{A_k^2} + \overline{B_k^2} = \frac{4i_0 e}{T}. \quad (12'')$$

Эти очень важные формулы показывают, что $\overline{C_k^2}$, $\overline{A_k^2}$ и $\overline{B_k^2}$ одинаковы для любых k . Иными словами, в спектре дробового эффекта все частоты в указанных выше пределах представлены с одинаковой интенсивностью.

По поводу спектра дробового эффекта некоторые авторы (например Торнтон Фрай¹²) высказывались в смысле отрицания самого его существования. Такое суждение основывается на неопределенности значения отдельных коэффициентов A_k , B_k и C_k и отсутствии для них определенных пределов. Однако, как мы видели, $\overline{C_k^2}$ имеет вполне определенное значение, и это именно та величина, которую мы определяем на опыте. Как бы ни была селективна аппаратура, с помощью которой производится измерение, она всегда воспринимает не одну частоту, а некоторый интервал частот, и определить с помощью ее можно только среднее значение спектрального коэффициента C_k^2 в этом интервале. Это относится не только к спектру электрического тока, но и к любому другому спектру. Рэлей, изучая структуру белого света, установил, что и здесь можно определить энергию только для некоторого интервала частот $d\omega$. Спектр дробового эффекта имеет такую же реальность, как спектр белого света.

Возвратимся к вычислению $\overline{\varphi_s^2}$. Вставив (12'') в (8), найдем

$$\overline{\varphi_s^2} = \frac{2i_0 e}{T} \sum_k |Z_k|^2.$$

Чтобы перейти к интегрированию, введем вместо аргумента k частоту f :

$$f = \frac{k}{T}; \text{ тогда } \Delta f = \frac{\Delta k}{T}.$$

Можно написать (положив $\Delta k = 1$)

$$\overline{\varphi_s^2} = \frac{2i_0 e}{T} \sum_k |Z_k|^2 \Delta k = 2i_0 e \sum_f |Z_f|^2 \Delta f$$

и, заменяя знак суммы интегралом:

$$\overline{\varphi_s^2} = 2i_0 e \int_0^\infty |Z(f)|^2 df. \quad (13)$$

Формула (13) представляет собой общее выражение для флуктуаций напряжения, вызываемых дробовым эффектом при произвольной нагрузке в цепи лампы. Мы видим, что и здесь сохранились те особенности явления, которые мы уже отметили в формуле (3''): величина эффекта пропорциональна средней силе анодного тока и величине элементарного заряда.

Перейдем теперь к рассмотрению отдельных частных случаев. Пусть анодная нагрузка представляет собой контур, состоящий из катушки сопротивления R и самоиндукции L и параллельно присоединенной к ней емкости C (рис. 2). Об относительной величине

этих параметров (R , L и C) мы пока никаких предположений не делаем, так что контур может быть и периодическим и аperiodическим. Для такого контура Z_k выразится формулой:

$$Z_k^2 = \frac{R^2 + \omega_k^2 L^2}{\omega_k^2 R^2 C^2 + (1 - \omega_k^2 CL)^2}, \quad * \quad (a)$$

где $\omega_k = 2\pi f_k$.

Введем обозначения:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad x = \frac{\omega_k}{\omega_0} \quad \text{и} \quad r = \frac{R}{L\omega_0}.$$

Тогда формулу (a) можно преобразовать:

$$Z_k^2 = \frac{\frac{R^2}{L^2\omega_0^2} + \frac{\omega_k^2}{\omega_0^2}}{C^2\omega_0^2 \left[\frac{\omega_k^2}{\omega_0^2} \frac{R^2}{L^2\omega_0^2} + \left(\frac{1}{LC\omega_0^2} - \frac{\omega_k^2}{\omega_0^2} \right)^2 \right]} = \frac{r^2 + x^2}{C^2\omega_0^2 [x^2 r^2 + (1 + x^2)^2]}. \quad (b)$$

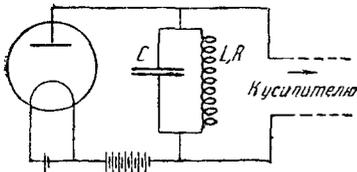


Рис. 2.

Вставим (b) в формулу (13), в которой преобразуем интеграл от переменной f_k к переменной x ($x = \frac{2\pi}{\omega_0} f$); найдем:

$$v_s^2 = \frac{2i_0 e}{2\pi C^2 \omega_0^2} \int_0^\infty \frac{r^2 + x^2}{x^2 r^2 + (1 + x^2)^2} dx.$$

Интеграл в формуле (13') может быть вычислен так: заметим сначала, что интегралы

имеют одну и ту же величину, так как второй может быть получен из первого подстановкой в него $x = \frac{1}{z}$ и затем заменой, после преобразования буквы z на x . Поэтому каждый из них равен половине интеграла:

$$J_1 = \int_0^\infty \frac{dx}{(1 + x^2)^2 + x^2 r^2} \quad \text{и} \quad J_2 = \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{[(1 - x^2)^2 + x^2 r^2]}$$

имеют одну и ту же величину, так как второй может быть получен из первого подстановкой в него $x = \frac{1}{z}$ и затем заменой, после преобразования буквы z на x . Поэтому каждый из них равен половине интеграла:

* Это выражение проще всего получить, пользуясь комплексным представлением сопротивлений при переменном токе. Импеданс одной ветви $\bar{Z}_L = R + j\omega_k L$; импеданс другой $\bar{Z}_C = \frac{1}{j\omega_k C}$; при параллельном соединении

$$\frac{1}{\bar{Z}} = \frac{1}{\bar{Z}_L} + \frac{1}{\bar{Z}_C} = \frac{1}{R + j\omega_k L} + j\omega_k C = \frac{1 - \omega_k^2 LC + j\omega_k RC}{R + j\omega_k L}, \quad \text{или}$$

$$\bar{Z} = \frac{R + j\omega_k L}{(1 - \omega_k^2 LC) + j\omega_k RC}$$

откуда

$$Z^2 = |\bar{Z}|^2 = \frac{R^2 + \omega_k^2 L^2}{(1 - \omega_k^2 CL)^2 + \omega_k^2 R^2 C^2}.$$

$$J_3 = \int_0^{\infty} \frac{(1+x^2) dx}{(1-x^2)^2 + x^2 r^2},$$

представляющего их сумму. Вводя в нем подстановку $x - \frac{1}{x} = ry$, найдем:

$$J_3 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dy}{y^2 + 1} = \frac{\pi}{r}.$$

Следовательно:

$$J_1 = J_2 = \frac{\pi}{2r}.$$

Теперь интеграл в формуле (13) можно легко вычислить:

$$\int_0^{\infty} \frac{r^2 + x^2}{x^2 r^2 + (1-x^2)^2} dx = r^2 J_1 + J_2 = \frac{\pi}{2r} (r^2 + 1),$$

и для $\overline{v_s^2}$ находим:

$$\overline{v_s^2} = \frac{2i_0 e}{C^2 \omega_0 2\pi} \cdot \frac{\pi}{2r} (r^2 + 1) = \frac{i_0 e L}{2C^2 R} (r^2 + 1). \quad (14)$$

Формула (14) более общая, чем первоначальный результат Шоттки,* была впервые (совершенно иным методом) получена Торнтоном Фрай¹². Можно исследовать отдельные частные случаи ее. Если затухание контура мало, то $r \ll 1$ и

$$\overline{v_s^2} = \frac{i_0 e L}{2C^2 R} = \frac{i_0 e R}{2L} Z_{2\text{рез}}^2 = \frac{i_0 e}{\theta} Z_{2\text{рез}}^2, \quad (14')$$

где θ — время установления контура. Формула (14'), найденная Шоттки, была затем другим, значительно более простым способом выведена Фюртом¹⁰ (см. добавление 1). При уменьшении затухания до очень малых значений $\overline{v_s^2}$, как мы видим, растет очень сильно. Выражение (14') позволяет дать следующую формулировку: дробовой эффект вызывает в настроенном контуре переменное напряжение такой же величины, как синусоидальный ток частоты ω_0 и эффективной силы $j_e = \sqrt{\frac{i_0 e}{\theta}}$.

Другой случай представляет собой апериодический контур, содержащий только R и C ($L = 0$). Из формулы (14) находим для этого случая ($r \gg 2$):

$$\overline{v_s^2} = \frac{i_e R}{2C}. \quad (15)$$

* В работе 1918 г., где было впервые изложено представление о дробовом эффекте и даны наиболее существенные элементы его теории, Шоттки допустил две математические ошибки: 1) неправильно был вычислен интеграл, обозначенный нами через J_2 ; 2) для величин C_k^2 найдена величина, которая в действительности получается для A_k^2 и B_k^2 . Одна из этих ошибок была вскрыта и исправлена Джонсоном⁸, другая — самим Шоттки³. Работа Шоттки 1922 г. уже содержит правильные результаты.

Этот случай реально имеет место при включении в анодную цепь „только омического“ сопротивления, так как всегда приходится учитывать: параллельную к нему емкость проводов, внутреннюю емкость лампы, емкость входа последующего усилителя и т. д. Заметим, однако, что, если емкость C стремится к нулю, то по формуле (15) $\overline{v_s^2} \rightarrow \infty$.

Последний результат можно получить и непосредственно из формулы (13), так как при $L = C = 0$ имеем $Z(f) = R$ — величина постоянная для всех частот; тогда

$$\overline{v_s^2} = 2i_0 e R^2 \int_0^{\infty} df = \infty.$$

Этот результат, конечно, неправилен. Причиной этого является то обстоятельство, что формула (13) и последующие неприменимы в данном случае, когда очень низкие и очень высокие частоты играют одинаковую роль с промежуточными частотами; для этих крайних частот, как мы уже отмечали выше, формула (12''), выражающая распределение дробового эффекта по спектру, неверна. Случай „чисто омического“ сопротивления был изучен на опыте в ряде работ; однако, как мы увидим ниже, при этом всегда брались некоторый ограниченный интервал частот.

Чтобы получить формулы, которые могут быть проверены непосредственными данными опыта, необходимо сделать еще один дальнейший шаг. Флюктуации напряжения в анодной цепи слишком малы, чтобы быть измеренными непосредственно с помощью стрелочного или даже зеркального прибора для переменного тока. В самом деле, возьмем, например, случай настроенного контура; положим в формуле (14'): $i_0 = 4 \text{ mA}$, $Z_{\text{рез}} = 100\,000 \text{ } \Omega$, $\frac{1}{\vartheta} = 10^3 \text{ сек.}$; найдем: $\overline{v_s^2} = 4 \cdot 10^{-3} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^3 \cdot 10^{10} = 6,4 \cdot 10^{-9}$ или $v_s = 8 \cdot 10^{-5} \text{ V}$. Переменное напряжение такой величины трудно измерить непосредственно, но вполне возможно усилить катодным усилителем до величины, допускающей измерение различными способами. При этом приходится учитывать, что коэффициент усиления μ , вообще говоря, является функцией частоты и, следовательно, для разных v_{ks} будет разным. Парциальному напряжению $v_s(f)$ в анодном контуре будет отвечать на выходе усилителя напряжение:

$$V_s(f) = \mu(f) v_s(f).$$

Полное переменное напряжение на выходе усилителя определится так:

$$\overline{V^2} = \int_0^{\infty} \mu^2(f) v_s^2(f) df = 2i_0 e \int_0^{\infty} \mu^2(f) Z^2(f) df. \quad (16)$$

Формула (16) является основой для экспериментальной проверки теории дробового эффекта. Здесь заслуживают внимания два частных случая. Если усилитель обладает острорезонансной частот-

ной характеристикой, так что $\mu(f)$ имеет заметные значения только в узком интервале частот около частоты f_0 , для которой $\mu(f_0)$ — максимально, то можно в этом интервале $Z(f)$ считать постоянным и положить

$$Z(f) = Z(f_0).$$

Тогда формула (16) примет вид:

$$\overline{v_e^2} = 2i_0 e Z^2(f_0) \int_0^{\infty} \mu^2(f) df. \quad (16')$$

В этом выражении $\int_0^{\infty} \mu^2(f) df$ представляет собой площадь

частотной характеристики усилителя, построенной в квадратичном масштабе. Знание ее необходимо для определения дробового эффекта. Аналогичную формулу мы получаем и в другом частном случае, когда анодная нагрузка Z представляет „чисто — омическое“ сопротивление R . Тогда

$$\overline{v_e^2} = 2i_0 e R^2 \int_0^{\infty} \mu^2(f) df \quad (16'')$$

при любой форме частотной характеристики усилителя.

Мы изложили здесь теорию дробового эффекта, следуя методу Шоттки. Был сделан целый ряд попыток построения теории этого явления другими методами. О работе Фюрта¹⁰ уже было упомянуто; в ней рассматривается сразу частный случай настроенного контура, но таким кратким и элементарным (хотя и нестрогим) образом, который для многих целей (например педагогической) предпочтительнее длинного и исчерпывающего анализа по Шоттки; этот вывод приведен в дополнении 1. Орнштейн и Бургер¹¹ дали теорию явления в весьма сжатой форме, приводящей к окончательному результату в виде уравнения (14) или (14'); при этом совершенно обойден вопрос о спектре дробового эффекта, который для эксперимента имеет огромное значение. В основе этой теории лежит рассмотрение статистическими методами дифференциального уравнения контура, включенного в цепь лампы; подход несколько напоминает трактовку Орнштейном задач о Броуновском движении или о флюктуациях теплового происхождения. Т. Фрай¹² построил теорию дробового эффекта, рассматривая мощность, выделяемую током лампы в любой, включенной последовательно с ней, нагрузке. От рассмотрения спектра явления Фрай отказывается и пытается доказать несуществование его. Большое внимание обращено на выяснение тех физических гипотез, которые кладутся в основу теории данного явления.

Наконец, С. Баллантин¹⁶ вывел формулы дробового эффекта из теоремы Рэлея-Шустера, причем получается обобщение теории, годное и для очень высоких частот.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДРОВОВОГО ЭФФЕКТА В КАТОДНОЙ ЛАМПЕ ПРИ ОТСУТСТВИИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Впервые экспериментальное изучение дробового эффекта было предпринято Гартманом^{5,6,7} в лаборатории концерна Сименс, при непосредственном участии Шоттки. Для получения дробового эффекта в возможно более чистом виде была изготовлена специальная лампа (диод) с вольфрамовым катодом, тщательной изоляцией обоих электродов и добавочным отростком с углем, который мог быть охлажден жидким воздухом при каждой серии опытов и тем обеспечивал хороший вакуум в лампе. В качестве анодной нагрузки был взят колебательный контур, причем было обращено внимание на получение как можно меньшего затухания. Конденсатор — слюдяной, емкостью от 10^{-6} до 10^{-8} F; для точной регулировки параллельно присоединен воздушный конденсатор емкостью $2 \cdot 10^{-9}$ F. Кагушка — с железным сердечником, $L=0,16—0,121$ генри (в зависимости от частоты). Сопротивление контура складывается не только из сопротивления катушки и утечки конденсатора, но и из параллельно присоединенного внутреннего сопротивления лампы R_i и сопротивления входа усилителя. Чтобы получить возможно более высокое R_i , работа производилась при достаточно больших анодных напряжениях, попадающих уже в область тока насыщения; при этом R_i менялось в пределах от $23,8 \cdot 10^5$ до $1,2 \cdot 10^5 \Omega$ в зависимости от i_0 , которое варьировалось от 0,88 до 20 mA. Что касается демпфирующего действия усилителя, то для его уменьшения вход усилителя был составлен из емкости и сопротивления; наивыгоднейшими оказались величины $R_b = 0,5 \text{ M}\Omega$ и $C_b = 5 \cdot 10^{-9}$ F. В результате для ваттного сопротивления контура получились значения от 2,4 до 13,9 Ω в зависимости от частоты; для Z_0 — соответственно от $1,26 \cdot 10^4$ до $2,37 \cdot 10^{-5} \Omega$.

Из сравнения данных для Z_0 и R_i видно, что внутреннее сопротивление лампы нельзя считать в данном случае бесконечно большим. Ввиду отсутствия в то время (1921 г.) строгой теории для этого случая Гартман учитывал R_i следующим образом. Силу синусоидального тока, эквивалентного дробовому эффекту, он пи-

шет не $j_e = \sqrt{\frac{i_0 e}{\theta}}$, а

$$j'_e = \sqrt{\frac{i_0 e}{\theta}} \frac{R_i}{R_i + Z'_0}, \quad (17)$$

где Z'_0 — импеданс контура с параллельно присоединенным входом усилителя. Эффективное значение напряжения на контуре Гартман полагает равным:

$$v_s = j'_e Z'_0 = j'_e \frac{R_i Z_0}{R_i + Z'_0}. \quad (17')$$

Легко видеть, что такой способ учета R_i содержит ошибку, так как принимается, что R_i для всех частот сказывается одинаково, чего в действительности нет (см. ниже § 4а). Сильнее всего R_i

сказывается на частотах, близких к резонансной, и слабее — на более удаленных. Какова величина вносимой таким образом ошибки — этого ни Гартман, ни другие физики, критиковавшие его работу, не проанализировали. Об устройстве усилителя, кроме того, что он четырехкаскадный, Гартман не сообщает никаких подробностей. На выходе усилителя был включен телефон, который служил для сравнения на слух величины дробового эффекта с величиной некоторого синусоидального напряжения. Гартман принял следующую методику опыта. Сначала усилитель соединялся с контуром, в котором нужно было измерить дробовой эффект, и последний наблюдался с помощью телефона. Затем вместо испытуемого контура к усилителю через потенциометр присоединялся

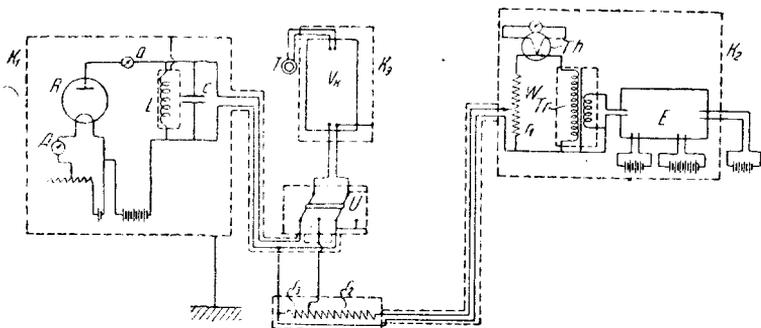


Рис. 3. Схема установки Гартмана для измерения дробового эффекта.

генератор синусоидального тока, настроенный на ту же частоту, что и контур. Регулируя потенциометром напряжение v_1 , подаваемое на вход усилителя, экспериментатор добивался в телефоне звука такой же громкости, какой получался от дробового эффекта. При этом условии Гартман считал, что эффективная величина напряжения от генератора равна эффективному напряжению дробового эффекта:

$$v_s = v_1.$$

Возможности разного усиления для разных частот Гартман не учитывал; на основании произведенных им специальных опытов он считал, что усиление всех имеющих значение частот в его установке одинаково. В действительности это, конечно, невозможно, и незнание точной частотной характеристики приводит только к незнанию ошибки в определении измеряемого эффекта.

Общая схема опыта показана на рис. 3. Диод R , амперметр накала A , реостат, миллиамперметр a , катушка L и конденсатор C заключены в один металлический заземленный ящик K_1 . От контура напряжение подается кабелем, одетым в заземленную броню, к переключателю U , который таким же экранированным кабелем соединен с усилителем V_2 , помещенным

в другой железный ящик K_3 . Генератор синусоидального тока E — об устройстве его Гартман ничего не сообщает — через трансформатор T_r соединен с первым потенциометром (магазином сопротивлений) W ; последовательно с ними включен измерительный термоэлемент Th , соединенный с гальванометром постоянного тока. Напряжение от сопротивления r_1 подается на второй магазин r_2 ; с части последнего (r_3) идут провода к переключателю U . Сопротивления выбраны так, что $r_2 \gg r_1$ и $r_2 \gg r_3$; тогда, если ток, измеренный термоэлементом Th , равен i , то напряжение v_1 , подаваемое к усилителю, будет равно:

$$v_1 = ir_1 \frac{r_3}{r_2}.$$

Чтобы избежать возможности обратной связи между усилителем и генератором, последний также вместе со всей своей аппаратурой и почти всеми батареями заключен в железный ящик K_2 ; генератор отодвинут от других ящиков на 9 м.

Опыты Гартмана показали прежде всего, что по устранении всех механических и электрических помех и шума от одной лампы усилителя (последнее достигалось просто путем подбора лампы) в телефоне оставался только шум, производимый диодом и связанным с ним контуром.

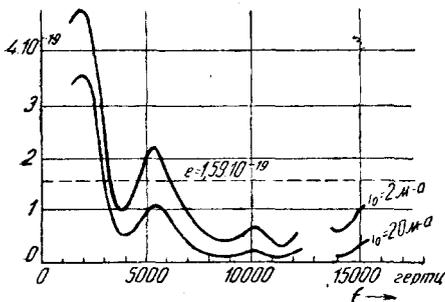


Рис. 4. Результаты опытов Гартмана

В этом шуме довольно заметен был тон, соответствующий собственной частоте контура; однако, интенсивность его все время колебалась. Поэтому точно сравнить его по интенсивности с током генератора было нелегко; Гартман оценивает ошибки наблюдения в 10—20% при более низких частотах и в 30% — при высоких.

Измерив v_1 для различных частот от $\omega_0 = 1500$ сек.⁻¹ до $\omega_0 = 15000$ сек.⁻¹ и приравняв его v_e , Гартман мог по формуле (17) определить f'_e , а по нему в свою очередь очередь величину элементарного заряда e . Правильное значение e является таким же пробным камнем для теории дробового эффекта, как правильное значение болтцманновой постоянной k для теории теплового эффекта. Результаты, полученные Гартманом * при разных частотах и двух

* В оригинальной работе Гартмана 1931 г. результаты измерений были обработаны по неправильной первоначальной формуле Шоттки (см. примечание к стр. 445), вследствие чего для e получились значения в тысячу раз меньше, чем найденные Милликенем. Гартман и Шоттки сделали отсюда вывод о неприложимости элементарной теории дробового эффекта к действительным явлениям, происходящим в катодной лампе, и попытались даже дать объяснение такому большому расхождению, основанное на представлении о взаимном влиянии отдельных актов эмиссии электронов.

разных силах тока эмиссии в диоде ($i_0 = 2\text{mA}$ и $i_0 = 20\text{mA}$), представлены графически на рис. 4*. Из этого графика видно, что наблюдаемые значения e' колеблются около правильного среднего значения. Вместе с тем получается определенно выраженный ход зависимости e от собственной частоты контура ω_0 ; кроме того, оказывается, что заряд электрона зависит несколько от эмиссионного тока. Таким образом можно установить, что опыты Гартмана во всяком случае доказывают существование дробового эффекта. Но с количественной стороны согласие с теорией получается неудовлетворительным. Причину нужно искать или в неполноте теории или в каких-либо ошибках в методике эксперимента.

Мы уже указывали выше, что один источник ошибок может лежать в формуле (17); к сожалению, анализ значения этой ошибки произведен не был. Р. Фюрт¹⁰ вскрыл другой и, повидимому, важнейший источник ошибок, лежащий в одном из звеньев экспериментальной установки, именно, в воспринимающем аппарате — телефоне и ухе наблюдателя. Из теории явления видно, что измерению подлежит величина $\overline{v_s^2}$, которая складывается из квадратов напряжений парциальных колебаний разных частот [см. формулу (8)]. Для этого необходимо, чтобы измерительный аппарат давал показания, пропорциональные квадрату напряжения и притом независимые от частоты; тогда он действительно сложит все парциальные $\overline{v_k^2}$. Ни то, ни другое условие не выполнено в данном случае. Громкость звуков, воспринимаемых ухом, в первом приближении по закону Вебера-Фехнера пропорциональна логарифму интенсивности. Если принять интенсивность звука, излучаемого телефоном, пропорциональной квадрату напряжения V , то и тогда оказывается, что громкость $s = \text{clg} \frac{V^2}{V_0^2} = 2\text{clg} \frac{V}{V_0}$, где V_0 — напряжение, соответствующее порогу чувствительности уха. Далее, V_0 сильно зависит от частоты; также сильно зависит от частоты и звуковая отдача телефона. Таким образом воспринимающий аппарат в установке Гартмана совершенно не приспособлен для измерения такого явления, как статистические флюктуации напряжения, или для сравнения его с синусоидальным напряжением. Фюрту, однако, удалось весьма остроумным образом установить, как должны быть исправлены результаты Гартмана, чтобы устранить ошибку, проистекающую из свойств телефона и уха. По внесении соответствующих поправок в числа Гартмана, Фюрт получил следующую таблицу значений для e (табл. 1).

Эти числа гораздо меньше колеблются, чем первоначальные данные Гартмана, и средние из них близко подходят к принятой величине для e . Некоторое влияние частоты на результат еще заметно, но уже по этим данным можно судить о том, что теория Шоттки правильна и что улучшения согласия с опытом можно ожидать при улучшении методики.

Настоящее подтверждение правильности теории Шоттки не только с качественной, но и с количественной стороны, было дано

ТАБЛИЦА 1

ω_0	2 000	3 000	4 000	5 000	6 000	7 000	8 000	9 000	10 000	11 000	12 000	13 000	Среднее
При $i_0 = 2 \text{ mA}$.	4,0	8,2	7,3	8,1	6,6	4,5	3,3	2,5	2,2	2,2	5,3	4,4	4,9
При $i_0 = 20 \text{ mA}$.	3,8	6,2	5,7	6,2	5,4	5,5	5,0	3,5	4,0	4,0	2,8	3,3	4,6

в работе Хэлла и Уильямса^{13, 14}. Как и Гартман, эти исследователи наблюдали флюктуации напряжения в настроенном анодном контуре лампы; однако в методику и технику эксперимента был внесен целый ряд изменений, обеспечивших получение количественно правильного результата. Изменен был прежде всего метод наблюдений. Хэлл и Уильямс отказались от употребления телефона и субъективного наблюдения ввиду несоответствия их требованию пропорциональности квадрату напряжения и независимости от частоты. Вместо этого они применили ламповый детектор; ток, выпрямленный последним, измерялся гальванометром и потенциометром по нулевому методу. Было обращено особое внимание на подбор надлежащей характеристики детектирующей лампы; изменяя смещения и сопротивление в цепи сетки, удалось добиться того, что сила анодного тока была пропорциональна квадрату напряжения в пределах 1,5 V. Соответственно этому коэффициент усиления всего усилителя должен был быть отрегулирован таким образом, чтобы амплитуда напряжения на сетке детектора не превосходила 0,75 V. Насколько велико значение точного соблюдения условия: $\Delta i \sim \Delta V^2$, показывают предварительные опыты авторов, в которых получались e в 50 раз (!) меньшие истинного, если усиление было слишком велико, и отдельные пики напряжения попадали в область тока насыщения.

Далее, в отличие от методики Гартмана, пользовавшегося неселективным усилением, Хэлл и Уильямс применили остро-резонансный усилитель, настроенный на собственную частоту колебательного контура. Частотная характеристика усилителя тщательно измерялась при каждой новой настройке и усиленное напряжение вычислялось по формуле (16). Такой метод, конечно, дает большую точность результата, чем пользование формулой (14') в предположении — заведомо невыполнимом в действительности, — что все частоты усиливаются равномерно. Сама область частот, в которой производились измерения,

была также изменена экспериментаторами. Вместо звуковых частот, которыми пользовался Гартман, Хэлл и Уильямс работали при частотах от 600 до 1 000 килоциклов. Как мы увидим ниже при описании явления Джонсона, этот переход на высокие частоты необходим для получения дробового эффекта в чистом виде. Наконец, американские исследователи установили и устранили из своих экспериментов еще один фактор, который мог исказить величину дробового эффекта — это пространственный заряд в лампе. Наличие заметного пространственного заряда означает такую плотность электронов в лампе, при которой между ними возникает взаимодействие, оказывающее влияние на их полет в лампе. В таком случае движения электронов от катода к аноду уже не являются вполне независимыми событиями; но тогда отпадает возможность применения формулы (2), опирающейся как раз на предположение о независимости переходов отдельных электронов, а вместе с этим падает и вся дальнейшая теория. Специальные опыты, произведенные Хэллом и Уильямсом, убедительно показали, что с появлением пространственного заряда в лампе величина дробового эффекта сильно падает (см. ниже стр. 467). Поэтому для получения чистого явления они заменяли диод трехэлектродной лампой, сетка которой, соединенная с анодом, должна была уничтожить возможность образования пространственного заряда. Для этой цели была выбрана лампа U.V. 199 Radiotron, обладающая сравнительно малыми диаметрами нити (0,015 мм) и сетки (2,5 мм); при напряжении на сетке и аноде в +120 V, на поверхности катода создавалось электрическое поле такой силы ($E = 30\,000 \frac{V}{cm}$), что возникновение значительного пространственного заряда исключалось. Работа в этом режиме („температурно-ограниченный ток“) имеет еще то преимущество, что при этом условии ток в лампе насыщен и ее внутреннее сопротивление R_i близко к бесконечности; это приближает условия опыта к элементарной теории.

Метод измерений состоял, как и у Гартмана, в сравнении дробового эффекта с синусоидальной электродвижущей силой резонансной частоты, причем величина последней подбиралась таким образом, что детектор давал один и тот же ток. Если эффективную величину синусоидального напряжения, эквивалентного дробовому эффекту, обозначить v_1 , а коэффициент усиления при резонансной частоте μ_0 , то должно иметь место равенство:

$$2i_0e \int_0^{\infty} Z^2(f) \mu^2(f) df = v_1 \mu_0^2$$

(см. формулу [16]), откуда:

$$v_1^2 = 2i_0e \int_0^{\infty} Z^2(f) \left[\frac{\mu(f)}{\mu_0(f)} \right]^2 df. \quad (18)$$

Вставляя выражение для $Z(f)$ в формулу (18) и переходя от переменной f к x , авторы преобразуют (18) к виду:

$$v_1^2 = \frac{ei_0LF}{2C^2R}, \quad (18/a)$$

где

$$F = \frac{\int_0^{\infty} \frac{x \cdot \psi(x) dx}{(1-x^2)^2 + r^2 x^2}}{\frac{\pi}{2r}}$$

— „фактор усиления“ — представляет отношение квадрата напряжения, получающегося на выходе данного усилителя от дробового эффекта, к тому, который получался бы при „равномерном“ усилении всех частот (знаменатель выражения для F равен тому значению, которое имел бы числитель при $\psi(x) = 1$);

$$\psi(x) = \frac{\mu^2(x)}{\mu_0^2(x)}.$$

Из формулы (18') можно определить элементарный заряд:

$$e = \frac{2C^2Rv_1^2}{Li_0F}. \quad (19)$$

Общая схема установки дана на рис. 5. S — триод, в котором измеряется дробовой эффект; L, C, R — анодный контур. Усилитель, помещенный в отдельный медный ящик, состоит из четырех пентодов; первые три лампы работают при усилительном режиме и нагружены настроенными контурами. Коэффициент усиления каждого каскада равен 40—45; общее усиление всего усилителя — $73\,000 \cong (42)^3$; совпадение двух последних чисел служит доказательством отсутствия регенерации, которая могла бы исказить результат измерений. Образец частотной характеристики усилителя см. рис. 6. 4-я лампа усилителя работает при детекторном режиме; ее ток компенсируется потенциометром по показаниям гальванометра G . Синусоидальное напряжение v_1 подается через специальный индукционный делитель весьма оригинальной конструкции, представляющий два коаксиальных цилиндра, самоиндукцию которых на 1 см длины можно вычислить; сила тока в делителе i_1 измеряется с помощью термопары; тогда напряжение v_1 можно вычислить: $v_1 = i_1 \omega L$.

Основные измерения были произведены при частоте в 725 килоциклов. Полученные данные приведены в табл. 2.

Мы видим, что при различной силе тока эмиссии для e получаются весьма близкие значения. Отдельные измерения отличаются от среднего не более, чем на 3%, а если откинуть два первых измерения, произведенных при слабом токе, — то менее, чем на 2%. Само среднее значение отличается от величины, определенной Миллиkenом ($1,591 \cdot 10^{-9}$ кулона) всего на 0,3%. Совпадение теории с опытными данными — прекрасное. Авторы сообщают, что они

производили также измерения при других частотах в интервале от 600 до 1000 килоциклов, причем для ϵ при всех частотах

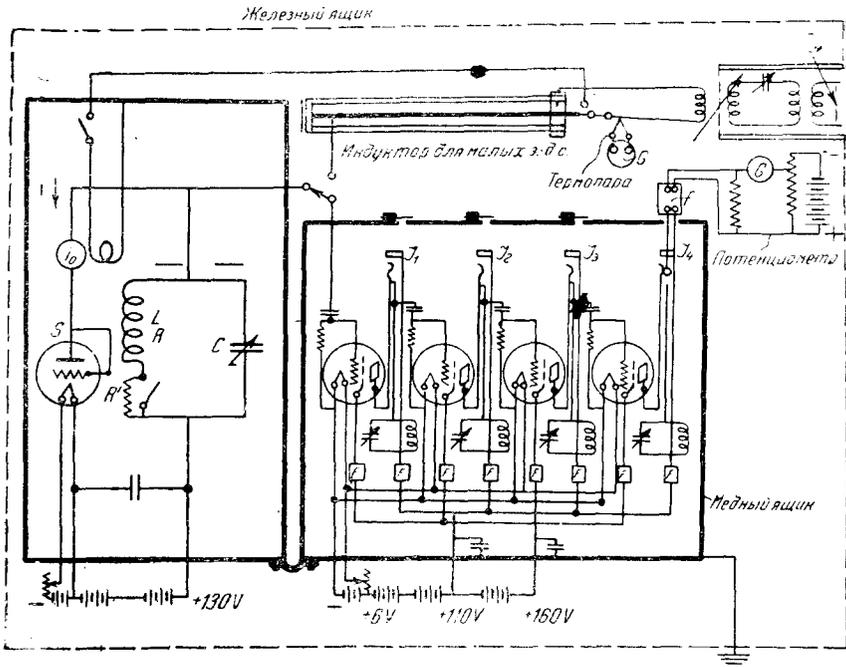


Рис. 5. Схема установки Хэлла и Уильямса.

получились одинаковые значения; однако экспериментальных цифр, найденных при других частотах, в статье не приведено.

Еще более блестящее подтверждение теории Шоттки дала работа Уильямса и Винцента¹⁵. В этой работе вместо настроенного контура для получения флюктуаций напряжения в цепь лампы было включено просто омическое сопротивление $R = 48\,300 \Omega$. При тех сравнительно высоких частотах, которыми пользовались экспериментаторы, оказалось, что нельзя пренебрегать емкостью и утечкой входа усилителя, которые нужно считать присоединенными параллельно к R . Общий импеданс всей этой системы $Z = \frac{R}{\sqrt{1 + \omega^2 R^2 C^2}}$ оказался значительно меньше R . Поэтому он измерялся каждый раз при самом эксперименте. Усилитель был такого же

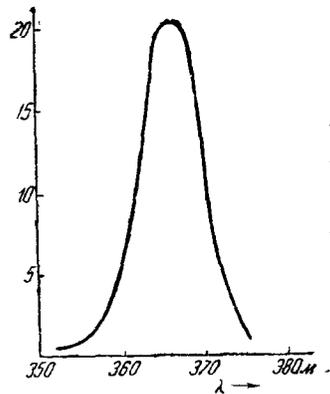


Рис. 6. Пример частной характеристики усилителя Хэлла и Уильямса.

типа, как в работе Хэлла и Уильямса, но содержал вместо 3 каскадов усиления — пять. Общий коэффициент усиления не измерялся, так как его абсолютная величина при пользовании „методом подстановки“ (сравнение дробового эффекта с синусоидальным напряжением) не играет роли; по предположению авторов он был порядка 10^6 . Выпрямление производилось не катодной лампой, как в предыдущей работе, а термоэлементом, соединенным через трансформатор с выходом усилителя; ток термоэлемента измерялся гальванометром,

ТАБЛИЦА 2

J (mA)	v_1 (μV)	F	$\sqrt{v_s^2}$ (μV)	$\sqrt{j^2}$	e (кулон)
1	65,0	0,776	73,8	0,204	$1,541 \cdot 10^{-10}$
2	89,4	0,763	102,2	0,282	$1,640 \cdot 10^{-10}$
2	88,3	0,763	101,0	0,279	$1,603 \cdot 10^{-10}$
3	102,7	0,750	118,5	0,327	$1,595 \cdot 10^{-10}$
3	102,7	0,750	118,5	0,327	$1,595 \cdot 10^{-10}$
4	113,4	0,740	131,8	0,364	$1,570 \cdot 10^{-10}$
4	114,4	0,740	133,1	0,367	$1,595 \cdot 10^{-10}$
5	122,5	0,727	143,8	0,397	$1,566 \cdot 10^{-10}$
5	122,5	0,727	143,5	0,396	$1,556 \cdot 10^{-10}$
Среднее . .					$1,583 \cdot 10^{-10}$

шунтированным большим конденсатором. Несмотря на последнее мероприятие, при работе на частоте в 50 килоциклов отклонения гальванометра испытывали очень большие флюктуации, затруднявшие наблюдения. При переходе к более высоким частотам эти флюктуации исчезали; повидимому, их происхождение связано с явлением Джонсона (flicker-эффектом). Как и в исследованиях Хэлла и Уильямса, применялся метод сравнения с синусоидальным напряжением резонансной частоты. Ввиду острой резонансности усилителя и сравнительно медленного хода зависимости от частоты, в данном случае можно напряжение на выходе усилителя определить по формуле (16'), которую перепишем так:

$$\bar{V}_e^2 = 2i_0 e Z^2 A \mu_0^2,$$

где

$$A = \int_0^{\infty} \frac{\mu^2(f)}{\mu_0^2} df.$$

Эквивалентное напряжение v_1 дает на выходе усилителя напряжение:

$$V_1 = \mu_0 v_1.$$

Так как

$$\overline{V_e^2} = V_1^2,$$

то

$$v_1^2 = 2i_0 e Z^2 A,$$

откуда

$$e = \frac{v_1^2}{2i_0 A Z^2}.$$

A определялось графически, как площадь квадратичной резонансной кривой; *Z* измерялось при такой частоте, для которой ордината резонансной кривой проходила через центр тяжести площади под этой кривой. Приводим результаты этих замечательных по точности измерений (табл. 3).

ТАБЛИЦА 3

$f_0 = 146$ килоциклов; $Z = 34510 \Omega$
 $A = 12\,880$

$f_0 = 114,25$ килоциклов;
 $Z = 3\,6870 \Omega$; $A = 6\,231$

i_0 (mA)	v_1 (μV)	ϵ (кулон)	i_0 (mA)	v_1 (μV)	e (кулон)
0,206	31,7	$1,587 \cdot 10^{-19}$	0,206	23,6	$1,595 \cdot 10^{-19}$
0,310	39,1	$1,605 \cdot 10^{-10}$	0,310	28,9	$1,590 \cdot 10^{-19}$
0,367	42,4	$1,595 \cdot 10^{-19}$	0,404	33,8	$1,590 \cdot 10^{-19}$
0,404	44,4	$1,590 \cdot 10^{-19}$	0,417	34,7	$1,593 \cdot 10^{-19}$
0,447	46,7	$1,590 \cdot 10^{-19}$	0,508	37,9	$1,589 \cdot 10^{-19}$
0,508	49,7	$1,586 \cdot 10^{-19}$			
0,614	54,7	$1,590 \cdot 10^{-19}$			
0,715	59,1	$1,591 \cdot 10^{-10}$			
0,811	62,8	$1,587 \cdot 10^{-19}$			
		Среднее . . $1,5912 \cdot 10^{-19}$	Среднее $\cdot 1,5914 \cdot 10^{-19}$		

Только одно измерение дает цифру, отличающуюся на 1% от среднего; все остальные цифры дают отклонения меньше, чем в 1%. Для измерений статистического явления, такого, как дробовой эффект, — это совершенно необычайная точность. Среднее значение из обеих серий наблюдений совпадает с величиной, найденной Милликаном, до последнего знака. Можно утверждать, что наряду с классическими опытами по методу падающей капли, исследования американских физиков Хэлла, Уильямса и Винченца являются одним из наиболее надежных доказательств дискретности электрического заряда.

Любопытно отметить, что Джонсон,⁹ на основании своих наблюдений при низких частотах, приведших к открытию нового флюктуационного эффекта, приходит к выводу, что опыты с дробовым эффектом не могут служить материалом для определения элементарного заряда. При низких частотах для *e* получаются неправиль-

ные значения, и потому следует, наоборот, пользоваться известным из других исследований значением e , чтобы определить границы приложимости теории Шоттки. Такая точка зрения по нашему мнению неправильна. Всякий метод измерения любой физической постоянной опирается на изучение какого-нибудь определенного явления и имеет определенные границы применения, за пределами которых данное явление осложняется другими.

Эти границы устанавливаются путем анализа самих результатов данного опыта и вовсе нет надобности для этого в знании искомой величины из других источников. Так обстояло дело и с методом падающей капли, который, как известно, дает правильные результаты только в известном диапазоне радиусов капель. Употребление капель слишком малого радиуса привело Эренгафта и его школу к систематическим ошибкам в определении e . Точно так же, анализируя результаты наблюдений дробового эффекта, можно выяснить условия получения эффекта в чистом виде и получить правильную величину элементарного заряда. Мы увидим при рассмотрении опытов Джонсона, что они дают возможность установить ту область частот, при которой получается чистый дробовой эффект. Аналогично опыты Уильямса и его сотрудников показывают необходимые ограничения для анодного напряжения. Вместе же они дают полную картину условий, при которых дробовой эффект имеет постоянную величину и может служить полноценным материалом для определения заряда электрона.

Ряд работ, в которых также наблюдался дробовой эффект в катодной лампе при температурно-ограниченном токе, мы затронем в § 4 и 5.

3. Дробовой эффект в фотоэлементах

Представление о флюктуациях электронного тока, подтвержденное при изучении эмиссии термоэлектронов в катодной лампе, применимо также и к фототоку. Испускание каждого фотоэлектрона представляет собой отдельный элементарный акт, связанный с поглощением одного кванта света. Вылет отдельных фотоэлектронов происходит независимо друг от друга; поэтому сюда можно полностью приложить теорию Шоттки. Экспериментально дробовой эффект в фотоэлементах был изучен Орбаном^{20, 21} и Кингсбери²². Орбан изучал фотоэлементы с цезиевым и калиевым катодами, как пустотные, так и газонаполненные. Целью исследования было установить как общую величину эффекта, так и его протекание во времени в зависимости от состава цепи. Схема опыта представлена на рис. 7. Фотоэлемент Ph освещался лампой L через переменную диафрагму VI . Фототок шел через сопротивление R ; напряжение на концах последнего подавалось на вход трехкаскадного усилителя I , затем фильтровалось контуром S и еще усиливалось вторым усилителем, также трехкаскадным. Напряжение на выходе измерялось ламповым вольтметром с квадратичной характеристикой. Коэффициент усиления аппаратуры при разных частотах определялся

опытом; сопротивление фотоэлектрической цепи вычислялось по измеренным сопротивлениям и емкостям различных участков; величина e подсчитывалась из данных опыта по формуле (16). Опыты с вакуумными фотоэлементами производились при различной настройке усилителя, различным сопротивлении в цепи фотоэлемента и различным освещении, т. е. различным фототоке. На рис. 8 пока-

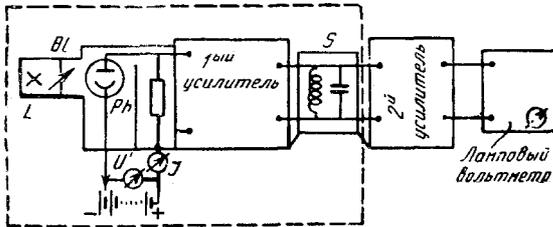


Рис. 7. Измерение дробового эффекта при фототоке (Орбан).

зана зависимость $\overline{V_s^2}$ от фототока при различных сопротивлениях. Значения, вычисленные по формуле (16''), показаны прямыми линиями, а найденные на опыте — точками. Мы видим, что между опытом и теорией получается удовлетворительное согласие; $\overline{v_s^2}$ пропорционально i_0 и R^2 . Для проверки независимости величины эффекта от частоты было определено значение e при различных частотах: 800, 2000, 3000 и 4000 герц; результаты — см. рис. 9; каждое значение e является средним из 30 измерений. Из этих данных видно, что в пределах точ-

ности измерений зависимости e от частоты нет; правда, нужно отметить, что точность — невелика и точек слишком мало. Совпадение теоретической и опытной величины эффекта указывает на

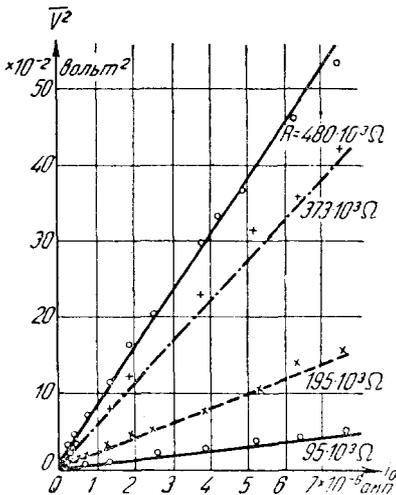


Рис. 8. Зависимость дробового эффекта в фотоэлементе от силы фототока (Орбан).

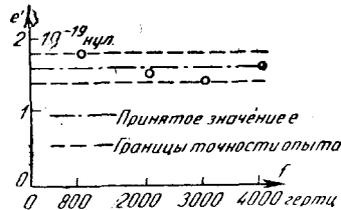


Рис. 9. Частотная зависимость дробового эффекта в фотоэлементе (Орбан) — — — принятое значение e ; — — — границы точности опыта.

ности измерений зависимости e от частоты нет; правда, нужно отметить, что точность — невелика и точек слишком мало. Совпадение теоретической и опытной величины эффекта указывает на

то, что в фотоэлементе отсутствует пространственный заряд. Это объясняется не только малой силой тока, но и большой сравнительно с катодной лампой площадью катода, так что плотность эмиссии по сравнению с последней действительно ничтожна.

Интересны кривые записи дробового эффекта, полученные Орбаном с помощью осциллографа. Кривые эти, приведенные на рис. 10

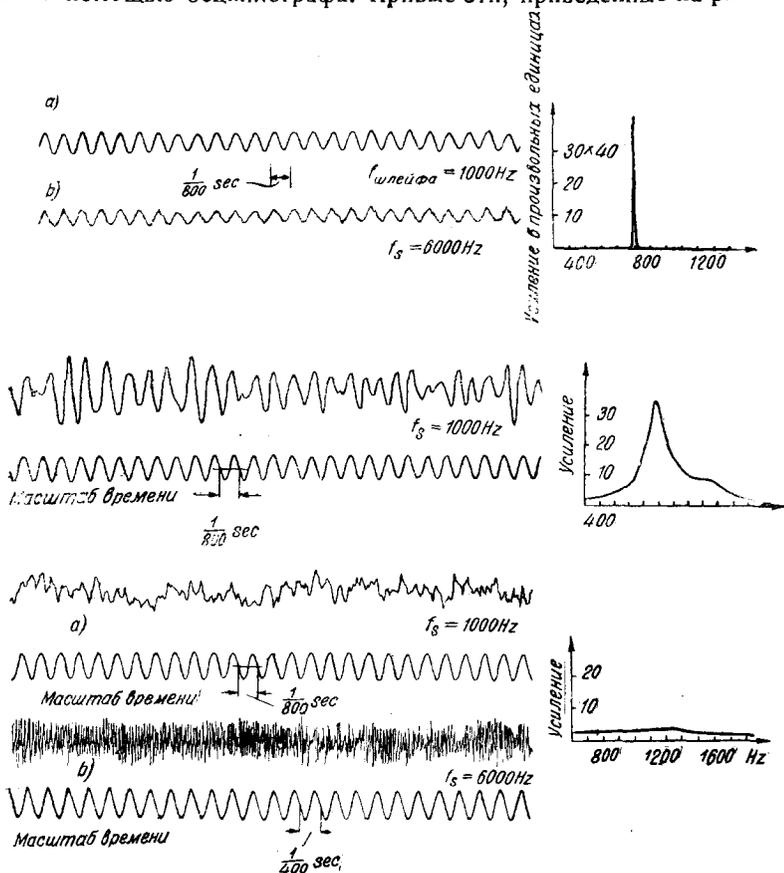


Рис. 10. Запись дробового эффекта осциллографом.

- 1) Очень селективная настройка:
 - a) собственная частота шлейфа — 1000 герц
 - b) 6000 "
- 2) Слабо селективная "настройка"
- 3) Неселективная настройка.

получены при различной настройке усилителя. Рядом с каждой кривой приведена частотная характеристика усилителя. Первая пара кривых относится к очень селективной настройке на частоту $f_0 = 800$ герц; для получения такой острой настройки экспериментатор применил связь через камертон, вместо колебательного контура (механический резонанс). При этом видно, что колебания

напряжения на выходе являются почти чистыми колебаниями камертона, начальная фаза которых подолгу остается без изменения. Кривая на рис. 10,2 получена при слабой остроте настройки; связь — уже не через камертон, а через электрический контур. Мы видим в этом случае также серии правильных колебаний; однако, эти серии гораздо короче, и начальная фаза меняется гораздо чаще. Наконец, на рис. 10,3 показана запись при неселективном усилении; кривая представляет совершенно беспорядочные изменения силы тока. Таким образом к дробовому эффекту полностью применимы те соображения о зависимости характера флюктуаций от затухания, которые были сделаны в I части настоящего обзора в применении к тепловому эффекту.

Орбаном были произведены также опыты, имевшие целью установить возможное существование зависимости дробового эффекта в фототоке от рода светового потока. Для этой цели фотозаэлемент

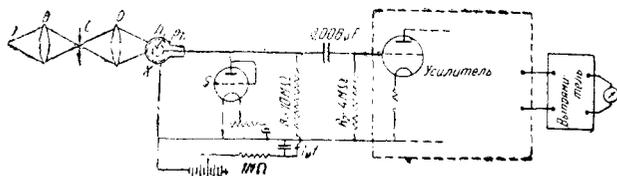


Рис. 11. Схема опытов Кингсбери (дробовой эффект при фототоке).

подвергался, помимо освещения проекционной лампой, еще освещению газосветной лампой и газовой горелкой. Во всех случаях световой поток регулировался диафрагмой так, чтобы фототок I оставался неизменным. Благодаря различной чувствительности катода к свету различного спектрального состава мы будем иметь в этих трех случаях три разных световых потока; за 1 сек. в каждом из этих случаев будет поглощаться иное число квантов. Однако число вылетающих ежесекундно электронов одно и то же, а потому из общей теории дробового эффекта следует, что величина последнего также должна быть одинаковой во всех трех случаях. Опыт это и подтвердил. Надо признать, что результат этот в сущности тривиален; не видно никаких оснований, почему могло бы получиться что-нибудь иное.

Тем более удивительно, что в работе Кингсбери²² получился по этому вопросу как будто другой результат. Методика его работы несколько отличалась от принятой Орбаном. Чтобы избежать градуировки аппаратуры, в частности усилителя, Кингсбери сравнивал дробовой эффект фототока с дробовым эффектом термоионного тока в одной и той же цепи. Последний в условиях температурно-ограниченного тока хорошо изучен и может действительно служить некоторым стандартом для сравнения. Схема опыта представлена на рис. 11. Фотозаэлемент Ph и катодная лампа S включены параллельно друг другу и последовательно с сопротивлением $R_1 = 10$ мегом. Флюктуации напряжения на концах последнего

вызываются или фототоком, если катод лампы S не накален, или термоионным током, если фотозэлемент не освещен. Эти флюктуации через конденсатор в $0,006 \mu F$ передаются на сетку первой лампы усилителя (9 каскадов, на сопротивлениях; $\mu_0 \cong 3 \cdot 10^5$); на выходе — выпрямитель и прибор постоянного тока. Измерялся дробовой эффект в обоих приборах при одинаковой силе тока i . Оказалось, что в согласии с теорией $\overline{v_s^2}$ для фототока также пропорционально i_0 ; однако по абсолютной величине $\overline{v_s^2}$ при фототоке было на 12% больше, чем при термоионном токе той же силы. Теоретически этого расхождения не должно было быть; причину его Кингсбери не установил.

Изучение зависимости дробового эффекта от рода излучения также привело этого экспериментатора к странным результатам.

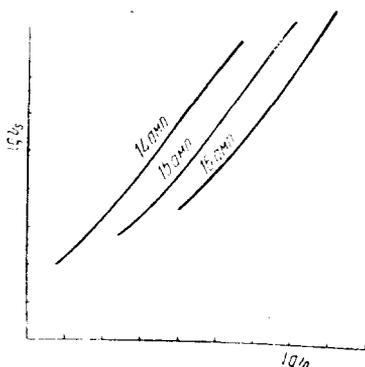


Рис. 12. Влияние накала лампы на дробовой эффект фототока (Кингсбери).

Опыты, произведенные с рядом фильтров, показали, что такой зависимости нет. Однако опыты, произведенные с одной и той же лампой при различных значениях силы тока накала, дали следующий результат (рис. 12). По оси абсцисс отложен логарифм силы тока; по оси ординат — $\lg v_s$; параметром кривых служит сила тока, накаливающего источник света. Опытные данные приведены для трех значений этой величины: 14, 15 и 16А. При увеличении накала весь спектр лампы смещался в сторону коротких волн. Из рисунка видно, что при этом величина флюктуаций тока также

меняется; именно, при одной и той же силе фототока $\overline{v_s^2}$ тем больше, чем слабее накал источника. Кингсбери, правда, пытался сделать заключение, что состав спектра не влияет на дробовой эффект, так как кривые для разных сил тока накала идут параллельно. Однако это заключение неосновательно, так как для постоянства дробового эффекта нужна не параллельность, а полное совпадение кривых.

Статья Кингсбери не дает никакого материала для суждения о возможном источнике этого явления, противоречащего как теории, так и опытным данным Орбана и самого Кингсбери (опыты с фильтрами). Повидимому, более поздняя работа Орбана технически проведена лучше и заслуживает большего доверия; причины ошибочных, по всей вероятности, результатов Кингсбери еще ждут своего обнаружения.

Оба автора производили также опыты над флюктуациями фототока в газонаполненных фотозлементах. Величина флюктуаций здесь получается гораздо большей, чем в вакуумном фотозэлементе, так

как налагается еще эффект ионизации газа (см. ниже). По Орбану усиление „шума“ в газонаполненном фотоэлементе может быть от 4 до 50 раз; при этом сохраняется пропорциональность V_s^2 с R и i_0 ; последнее, однако, опытами Кингсбери не подтверждается. И здесь еще, очевидно, приходится ожидать новых исследований.

4. Влияние пространственного заряда на флуктуации электронного тока

а) Депрессия дробового эффекта

В предыдущих параграфах при разборе экспериментальных исследований дробового эффекта уже подчеркивалось, что для получения его в чистом виде необходимо отсутствие пространственного заряда. Дробовой эффект по существу представляет собой флуктуации эмиссионного тока. Условие статистической независимости отдельных электронов, достигающих анода, сводится к двум отдельным требованиям:

1. Статистическая независимость эмиссии отдельных электронов катодом; полная случайность распределения эмиссии как по поверхности катода, так и по времени.

2. Точное воспроизведение в анодном токе флуктуаций эмиссии.

Для реализации последнего требования необходимо, чтобы электроны на пути к аноду не подвергались никаким другим воздействиям, кроме одинакового для всех ускоряющего поля, в частности, чтобы между ними не было заметного взаимодействия. Только при выполнении этих требований можно считать электронный ток отвечающим формуле распределения (2), а на применении ее и основана теория Шоттки. Явления, имеющие место при несоблюдении первого из этих условий, мы рассмотрим в следующем параграфе. Теперь же обращаемся к разбору отклонений от второго требования. Если плотность электронов в каком-либо месте пути между катодом и анодом настолько велика, что начинает влиять на распределение потенциала в пространстве, то движения отдельных электронов перестают быть независимыми. Электростатическим взаимодействием между ними уже нельзя пренебрегать; нужно учитывать, что каждый новый электрон, испускаемый катодом, отталкивается предыдущими, испущенными до него. При вступлении электрона в облако пространственного заряда (рис. 13) его движение тормозится (вплоть до достижения им поверхности минимального потенциала); при этом, если непосредственно перед ним было испущено много электронов, то он тормозится сильнее, если мало, то торможение слабее. Следовательно, пространственный заряд препятствует возникновению значительных отклонений электронного тока от среднего значения; он сглаживает флуктуации, уменьшает их величину. Электроны, выходящие из облака

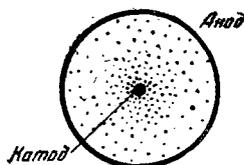


Рис. 13. Пространственный заряд в катодной лампе.

пространственного заряда по направлению к аноду, движутся более упорядоченно, чем непосредственно эмитируемые катодом. В пределе, при достаточной плотности электронов, движение их к аноду станет совершенно равномерным; моменты их прибытия на анод будут отделены совершенно одинаковыми промежутками времени. При этих условиях то явление, которое мы наблюдаем как дробовой эффект, исчезнет вовсе. Эти соображения хорошо согласуются с данными многочисленных опытов.

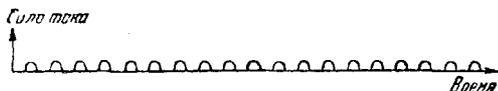


Рис. 14. Анодный ток при полном подавлении дробового эффекта.

Внимательное рассмотрение процесса, происходящего в предельном случае полного ограничения тока пространственным зарядом очень полезно для уяснения того, что собственно мы называем дробовым эффектом. В рассматриваемом сейчас случае сила анодного тока также не будет строго постоянной во времени; ее можно изобразить кривой вроде показанной на рис. 14. Каждый бугор изображает прибытие одного электрона; промежутки времени между ними τ строго одинаковы. Однако это не будет дробовым эффектом и наблюдать такое явление мы практически не можем. Разложим эту кривую в ряд Фурье; так как она строго периодична (период—



Рис. 15. Анодный ток при наличии дробового эффекта.

τ), то мы получим постоянный член и ряд гармонических слагающих с частотами $\omega_k = \frac{2\pi}{\tau} k$ (k — целое число). Пусть средняя сила тока $i_0 = 0,1 \text{ mA}$; тогда

$$\tau = \frac{e}{i_0} = \frac{1,59 \cdot 10^{-19}}{1 \cdot 10^{-4}} \approx 1,6 \cdot 10^{-15} \text{ сек.}$$

Следовательно, частота основного тона в нашем разложении будет $n_1 = \frac{1}{\tau} = 0,6 \cdot 10^{15} \text{ сек.}^{-1}$, а соответствующая ему длина волны $\lambda = 3 \cdot 10^{10} \cdot 1,6 \cdot 10^{-15} = 4,8 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ — порядка длины волны синего света. Частоты обертонов будут еще выше; ясно, что говорить о наблюдении флуктуаций тока такой частоты не приходится.

В отсутствии же пространственного заряда, т. е. при температурно-ограниченном токе, сила анодного тока будет выражаться кривой вроде изображенной на рис. 15. Отдельные электроны достигают анода беспорядочно; функцию $i(t)$ нельзя уже разложить в ряд, а можно представить только интегралом Фурье, в котором,

как было показано выше, все частоты, кроме очень высоких, представлены равномерно. Для дробового эффекта, таким образом, характерен не просто факт прибытия заряда на анод порциями, а хаотичность этого прибытия.

Итак, наличие пространственного заряда заметной величины уменьшает дробовой эффект. Если измерить флюктуации напряжения в анодной цепи в отсутствии пространственного заряда ($\overline{v_s^2}$) и при наличии последнего ($\overline{v_s'^2}$), то последняя величина оказывается меньшей*; отношение $\frac{\overline{v_s'^2}}{\overline{v_s^2}} = D$ в американской литературе называется

депрессией дробового эффекта. Однако, помимо упорядочения движения электронов, переход к режиму пространственного заряда еще в одном отношении влияет на величину наблюдаемого эффекта. Именно, вместо тока насыщения мы имеем теперь дело с наклонной частью вольт-амперной характеристики лампы, где i_a зависит уже не только от эмиссии, но и от анодного напряжения. Это значит, что вызываемые дробовым эффектом флюктуация анодного напряжения должны оказывать обратное влияние на ток в лампе. Лэвеллайн²⁶ вывел совершенно формальным путем выражение, учитывающее оба влияния пространственного заряда на величину дробового эффекта. Сила анодного тока i есть вообще функция от e_a , e_g и J — тока, эмитируемого катодом. Если считать, что $e_g = \text{const}$, то изменение анодного тока выразится так:

$$\delta i = \frac{\partial i}{\partial e_a} \delta e_a + \frac{\partial i}{\partial J} \delta J = \frac{1}{R_i} \delta e_a + \frac{\partial i}{\partial J} \delta J$$

($R_i = \frac{\partial e_a}{\partial i}$ — внутреннее сопротивление лампы).

Пусть последовательно с лампой включена нагрузка Z . Тогда изменение силы тока на δi вызовет на ее концах изменение напряжения $v = Z\delta i$; благодаря этому напряжение на лампе понизится на ту же величину и следовательно:

$$\delta e_a = -Z\delta i \text{ или } \delta i = -\frac{1}{Z} \delta e_a.$$

Вставляя это выражение в предыдущую формулу, находим:

$$-\frac{1}{Z} \delta e_a = \frac{1}{R_i} \delta e_a + \frac{\partial i}{\partial J} \delta J$$

или

$$\delta e_a = -\frac{R_i Z}{R_i + Z} \cdot \frac{\partial i}{\partial J} \delta J = -Z' \frac{\partial i}{\partial J} \delta J,$$

где $Z' = -\frac{R_i Z}{R_i + Z}$ — сопротивление лампы и нагрузки при параллельном соединении. Следовательно:

$$v'_s = Z' \frac{\partial i}{\partial J} \delta J. \tag{20}$$

* Предполагая, что другие источники флюктуаций, помимо дробового эффекта, отсутствуют.

Если δJ представляет спонтанные флуктуации тока эмиссии, что мы обозначали в § I через j , то мы можем воспользоваться его разложением в ряд Фурье (5). Для каждой компоненты этого ряда можно написать средний квадрат соответствующего парциального напряжения:

$$\overline{(v_s)_k^2} = \frac{1}{2} C_k^2 \left(\frac{\partial i}{\partial J} \right)^2 Z_k^2.$$

Как было показано в § I:

$$C_k^2 = \frac{4j_0 e}{T}.$$

Переходя от суммы к интегралу, мы найдем по аналогии с выводом формулы (13):

$$\overline{(v_s)^2} = 2J_0 e \left(\frac{\partial i}{\partial J} \right)^2 \int_0^{\infty} Z'^2(f) df. \quad (21)$$

В этой формуле, заменяющей при большой плотности пространственного заряда формулу (13) и служащей ее обобщением, ясно видны оба отмеченных выше действия пространственного заряда. Появление конечного сопротивления у лампы учитывается введением Z' вместо Z , причем внутреннее сопротивление лампы присоединено параллельно к нагрузке и ее демпфирует. Упорядочение движения электронов выражается появлением множителя $\left(\frac{\partial i}{\partial J} \right)^2$. В случае температурно ограниченного тока (пространственного заряда нет) $\frac{\partial i}{\partial J} = 1$, $R_i = \infty$, $J_0 = i$, и мы возвращаемся к формуле (13). Наоборот, при токе, полностью ограниченном пространственным зарядом $\frac{\partial i}{\partial J} = 0$, и дробовой эффект должен исчезнуть. Чтобы определить депрессию D , мы должны условиться, что измерения дробового эффекта как в присутствии, так и в отсутствии пространственного заряда производятся при одинаковом Z' ; для этого изменение сопротивления лампы R_i должно компенсироваться соответствующим изменением ваттной слагающей нагрузки Z . Тогда сразу находим, что депрессия

$$D = \left(\frac{\partial i}{\partial J} \right)^2. \quad (22)$$

Экспериментально депрессия дробового эффекта была обнаружена Хэллом и Уильямсом в уже цитированной работе.¹⁴ Наблюдая величину флуктуаций при различном накале катода и постоянном напряжении на аноде, они установили, что только при сравнительно слабом накале, когда заметного пространственного заряда нет, получается „теоретически правильная“ величина дробового эффекта. Если же, не изменяя V_a , усиливать накал катода и тем самым увеличивать плотность пространственного заряда, то наблюдаемый дробовой эффект становится меньшим „теоретического“, т. е. вычисленного по формуле Шоттки. Приводим результаты из-

мерений, полученные с лампой *UV 199 Radiotron* при $V_a = 130$ В и $V_g = -6$ В; нормальный накал лампы — 0,20 А (см. табл. 4).

Из этой таблицы видно, что даже при более слабом накале, чем рекомендованный для нормального употребления лампы, депрессия достигает 0,2. Аналогичные результаты были получены и с другими лампами.

Лэвеллайн,²⁶ Моллин и Эллис,¹⁸ Козановский и Уильямс²⁴ и другие авторы также наблюдали сильную депрессию дробового эффекта при появлении пространственного заряда. Однако получение точных, повторяемых цифр и проверка формулы Лэвеллайна

ТАБЛИЦА 4

Зависимость дробового эффекта от накала нити (Хэлл и Уильямс)

Ток накала	T_k , °К	Эмиссион. ток (mA)	Дробовой эффект μ V		
			наблюден.	вычислен.	депрессия
0,140	1 675	1,0	67	71,7	0,93
0,150	1 750	2,0	71	87,7	0,82
0,152	1 765	2,5	51	83,8	0,61
0,160	1 805	3,0	38	77,2	0,49
0,167	1 850	3,5	28	73,0	0,39
0,170	1 867	4,0	13,6	75	0,18
0,182	1 940	5,0	15,9	80	0,20

(21) оказались гораздо более трудной задачей, чем получение нормального эффекта при температурно ограниченном токе и проверка теории Шоттки.

б) Аномальные флюктуации в присутствии положительных ионов

Главным препятствием к достижению чистого эффекта депрессии оказалось непостоянство пространственного заряда, малейшие флюктуации которого сказываются в увеличении флюктуаций в анодном токе. Особенно вредную роль играют положительные ионы, если они появляются в областях большой концентрации электронов. Действительно, благодаря своей значительной массе и, следовательно, гораздо меньшей подвижности они оказывают на электронный пространственный заряд очень большое влияние. Как показал Лэнгмуир, один положительный ион, попадая в область электронного пространственного заряда, нейтрализует действие $\sqrt{\frac{M}{m}}$ электронов (M — масса иона, m — масса электрона), т. е. нескольких сотен электронов. Соответственно этому большая партия электронов сразу освобождается из облака и летит к аноду. По-

этому каждый положительный ион вызывает резкое усиление электронного тока; наличие даже небольшого количества таких ионов влечет за собой аномально-большие флюктуации анодного тока. Источником положительных ионов может быть газ, находящийся в лампе, или же электроды. Оба случая были изучены экспериментально.

Влияние ионизации газа, находящегося в лампе, на флюктуации тока в ней изучались Баллантин¹⁷ как теоретически, так и экспериментально. Его попытка теоретического разбора вопроса опирается на предположение о том, что каждый положительный ион, появившийся в лампе вследствие ударной ионизации и направившийся затем к катоду, вызывает некоторый кратковременный подъем анодного тока — „импульс тока“ $i(t)$; вид этой функции зависит от режима лампы и от того места, где возник данный ион.

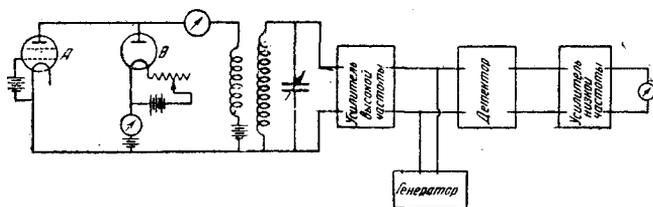


Рис. 16. Схема измерения флюктуаций в катодной лампе по Баллантину.

Каждый такой импульс представляет собой элементарный акт для того вида флюктуаций, который мы сейчас рассматриваем. Если бы можно было определить функцию $i(t)$, то можно было бы точно подсчитать величину флюктуаций и их распределение по спектру. Этого Баллантину сделать не удалось. Но все же оказалось возможным определить зависимость возникающих вследствие ионизации шумов от силы тока, давления и рода газа, не детализируя формы „импульса тока“. Баллантин нашел, что шумов должны быть пропорциональны давлению газа, силе тока в степени $\frac{5}{3}$, молекулярному весу и определенным образом зависеть от вероятности ионизации для данного газа. Опыты произведены были в двухсеточной лампе с аргоном, парами ртути и так называемым „остаточным газом“, выделяющимся из стекла лампы (главным образом, смесь H_2 , N_2 и CO). Методика работы Баллантина представляет некоторый интерес (рис. 16).

Подобно Кингсбери, он избегал сложной работы по градуировке аппаратуры тем, что сравнивал измеряемые флюктуации с дробовым эффектом в лампе при температурно-ограниченном токе. Для этой цели параллельно экспериментальной лампе *A* включался диод *B*. Сначала измерялись флюктуации тока в лампе *A* при ненака-

ленным диоде; затем накал диода постепенно увеличивался, пока прибор на выходе усилителя не показывал двойного отклонения; при этом можно утверждать, что флюктуации тока в обеих лампах одинаковы. Величина дробового эффекта в диоде подсчитывалась просто по силе текущего через него электронного тока. Настроенный контур включался не прямо в цепь анода лампы, а через трансформатор; применялись частоты от 500 до 1500 кГц. Усиленное напряжение не сразу выпрямлялось, а сначала складывалось с синусоидальной э. д. с. соответствующей частоты от специального генератора. Получавшиеся таким образом биения детектировались и затем усиливались специальным усилителем низкой частоты, после которого и измерялись стрелочным прибором.

Баллантин установил, что при данном газе шумы в лампе прямо пропорциональны давлению газа, как этого требует теория. Далее он нашел, что зависимость шумов от электронного тока выражается законом $i^{1,5}$, что несколько отличается от теоретического $i^{1,66}$. Наконец, что касается величины флюктуаций в различных газах, то для паров ртути, аргона и „остаточного газа“ они относятся *caeteris paribus*, как 1:0,13:0,07. Теория дает для Hg, Ar, N₂ и CO следующие отношения 1:0,12:0,07:0,075. Согласие, как видим, вполне удовлетворительное. Вся совокупность результатов, а в особенности рост флюктуаций с увеличением массы ионов делают предположение о механизме действия положительных ионов вполне убедительным.

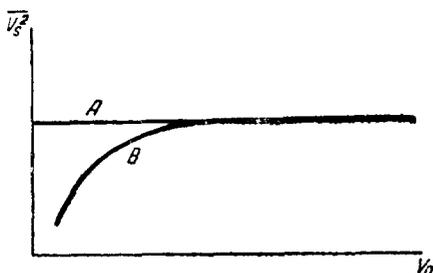


Рис. 17. Теоретическая зависимость дробового эффекта от анодного напряжения при постоянной силе анодного тока.

Аномальные флюктуации электронного тока, вызываемые эмиссией положительных ионов накаленным катодом, были исследованы Козановским и Уильямсом. Работая с катодами, покрытыми окислами Ва и Sr, они установили, что „активация“ катода путем термической обработки его вызывает усиление флюктуаций, наблюдаемых при данной силе тока. Пользуясь установкой, аналогичной установке Хэлла и Уильямса (изменение внесено только в технику измерения Z), они определяли величину флюктуаций при постоянном анодном токе, но переменном анодном напряжении; величина i_0 поддерживалась постоянной путем регулировки накала. В этих условиях можно было ожидать: а) по элементарной теории, не учитывая пространственного заряда — постоянной величины флюктуаций (рис. 17, кривая А), б) учитывая влияние пространственного заряда — депрессию при малых значениях i_0 , когда эмиссия велика и пространственный заряд сильно развит (рис. 17, кривая В). В действительности же получалось иное (рис. 18). В начале активации действительно наблюдалась депрессия при малых V_a

(кривая I; подъем в конце кривой авторы объясняют ионизацией; вероятно, не весь газ был удален из трубки). При дальнейшей обработке катода депрессия исчезает и заменяется, наоборот, максимумом флюктуаций (кривые II и III); при достаточно больших значениях анодного на-

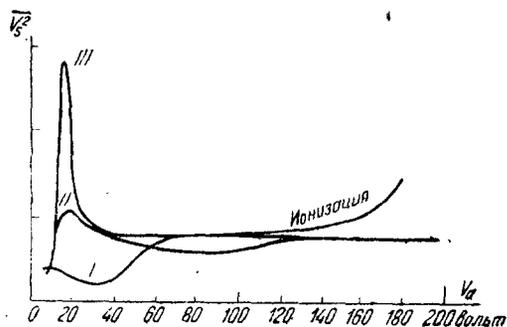


Рис. 18. Зависимость флюктуаций от активации оксидного катода (Козановский и Уильямс).

пряжения величина их сохраняет постоянное значение. Оказалось, что при этом сильно возрастает и обратный ток с катода (ток, наблюдаемый при отрицательном потенциале на аноде). По методу магнетрона было показано, что в нем довольно значительную роль играют положительные ионы, испускаемые катодом. Козановский и Уильямс показали изящным прямым опытом, что именно наличием последних и объясняется аномально большая величина флюктуаций в присутствии пространственного заряда. Для этого была изготовлена лампа, содержащая в непосредственном соседстве два катода: один — из чистого вольфрама, испускавший одни электроны, и другой — конструкции Кэнсмана, испускавший почти исключительно ионы К (об устройстве этого катода — см. ниже § 6). Оба катода были окружены общим анодом. Снимались кривые такого же типа, как на рис. 17 и 18, т. е. при переменном анодном напряжении и постоянном i_0 . Опыты показали, что при работе одного вольфрамового катода получается нормальный ход дробового эффекта с депрессией при малых V_a (рис. 19, кривая I), то же и при действии одного катода Кэнсмана (см. § 6). При совместном же действии обоих катодов, когда в электронный пространственный заряд попадают в большом количестве положительные ионы, при большой плотности пространственного заряда получается не депрессия, а, наоборот, максимум флюктуаций (кривая II). Последняя кривая имеет точно такой же вид, как кривая III рис. 18. Этим доказывается правильность объяснения явления, данная Козановским и Уильямсом.

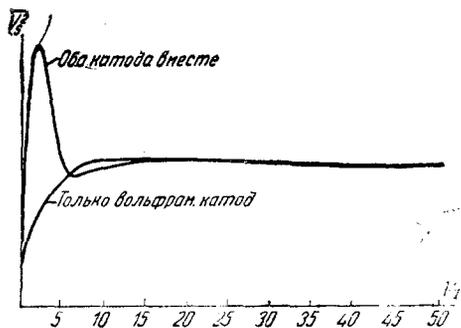


Рис. 19. Флюктуации анодного тока при чистой и смешанной эмиссии.

Дж. Донал²⁹ наблюдал аномальные флюктуации анодного тока аналогичного происхождения при действии кислорода на накалившую вольфрамовую нить. При этом образуются ионы WO_3^+ и WO_3^{2+} ; попадая в область пространственного заряда, они улавливаются в минимуме потенциала, чем и вызывают аномальный эффект значительных размеров. Донал подсчитывал общее возрастание тока и увеличение флюктуации, которые можно ожидать в данном случае, и пришел к выводам, согласующимся с его наблюдениями.

Таким образом несомненно, что при наличии положительных ионов в разряде нормального эффекта получить нельзя. Если наблюдения и покажут при развитии пространственного заряда депрессию, то ее величина будет во всяком случае неполной. Для того чтобы проверить теорию Лэвеллайна, необходимо обеспечить чисто-электронный положительный заряд. Однако при обыкновенном катоде и вблизи его этого сделать нельзя. Как установлено многочисленными опытами,^{*} накаливаемый катод всегда испускает, помимо электронов, некоторое количество положительных ионов. Обычно это ионы различных примесей; но Валин и Смит обнаружили, что испускаются также и ионы самого накаливаемого металла. Несмотря на то, что процент испускания их ничтожен, на пространственный заряд они оказывают заметное влияние. Так, Зэчер и Уильямс²⁵, произведя измерения дробового эффекта при наличии пространственного заряда в ряде готовых фабричных ламп с вольфрамовыми катодами, обнаружили расхождения в результатах отдельных опытов на 5—10%, в то время как все условия опыта поддерживались постоянными настолько, что расхождение не должно было превышать 2%. Экспериментаторы нашли, что причиной непостоянства результатов является эмиссия положительных ионов катодом.

Этим авторам удалось, однако, остроумным способом создать в лампе чисто-электронный пространственный заряд. Для этого они использовали двухсеточную лампу, в которой пространственный заряд образовывался около внешней сетки. Чтобы вникнуть в идею этого метода работы, рассмотрим сначала лампу с одной сеткой. Пусть на сетку наложено некоторое положительное напряжение достаточно большой величины. Тогда пространственный заряд электронов между нитью и сеткой отсутствует; электроны ускоряются до значительной скорости, и часть их пролетает за сетку. Положительные ионы, испускаемые катодом, отталкиваются сеткой и возвращаются обратно на катод. Между сеткой и анодом получается чисто-электронный ток, по отношению к которому сетку можно рассматривать как „виртуальный излучатель“. В этих условиях между сеткой и анодом можно наблюдать чистый дробовой эффект, однако, без пространственного заряда. Последний в этой области слишком мал, так как скорости электронов очень велики;

^{*} См. статью Комптона и Лэнгмюра, Успехи физич. наук, XI, 33, 1931.

он меньше, чем между катодом и сеткой. * Так как ρ вблизи катода уже настолько мало, что не влияет на электронный ток, то за сеткой и подавно никакого действия ρ оказывать не будет. Чтобы получить здесь большое ρ , нужно замедлить движение электронов; это и достигается введением второй сетки с тормозящим полем. Распределение потенциала в таком тетроде пояснено рис. 20. Между катодом и первой сеткой G_1 потенциал растет; электроны ускоряются, положительные ионы возвращаются обратно на катод. Вторая сетка G_2 имеет потенциал немного более высокий, чем катод; поле между ней и первой сеткой тормозит электроны, которые, достигнув G_2 , теряют почти всю скорость. За сетку G_2 проходят совсем медленные электроны. Таким образом в данном случае вторую сетку можно рассматривать как „катод“, испускающий

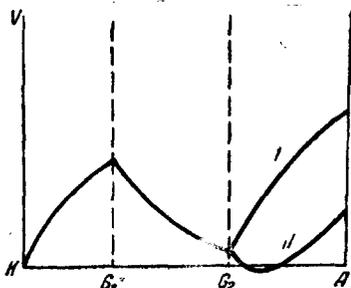


Рис. 20. Распределение потенциала в тетроде при опытах Зэчера и Уильямса.

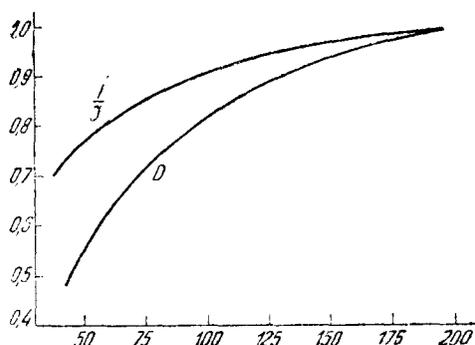


Рис. 21. Депрессия дробового эффекта в чисто-электронном токе (Зэчер и Уильямс).

чисто-электронную эмиссию с очень малыми скоростями. В зависимости от анодного напряжения мы можем получить или температурно-ограниченный ток (большое V_a , кривая I на рис. 20) или ток, ограниченный пространственным зарядом (малое V_a , кривая II). Крайне существенно, что в области $K-G_1$ нет пространственного заряда и что поэтому положительные ионы, вылетевшие из K , не могут вызвать сколько-нибудь существенных флюктуаций электронного тока. Флюктуации тока, проходящего через G_2 , представляют поэтому воспроизведение флюктуаций эмиссии действительного катода K . Это условие, необходимое для того чтобы можно было изучать дробовой эффект в электронном токе между G и A , в действительности точно выполняется. „Эмиссия“ сетки G_2 распределена во времени по закону случая. Доказательством этого служат измерения флюктуаций при высоких анодных напряжениях, когда про-

* Если I — плотность тока, ρ — объемная плотность заряда и v — скорость электронов, то $I = \rho v$. Между сеткой и анодом I меньше, чем между катодом и сеткой (радиус сечения больше; кроме того, часть тока ушла на сетку); наоборот, v в этой области больше (между сеткой и анодом — также ускоряющее поле). Следовательно, ρ здесь меньше, чем вблизи катода.

пространственный заряд вблизи G_2 отсутствует. При этом получается нормальная величина дробового эффекта, соответствующая формуле Шоттки; выведенная из этих наблюдений величина элементарного заряда e оказывается совершенно правильной. Если же наложить на анод меньшую разность потенциалов, то параллельно с ростом пространственного заряда развивается и депрессия дробового эффекта. Результат измерения депрессии представлен на рис. 21. На этом рисунке изображены две кривые: 1-я кривая представляет собой депрессию дробового эффекта $D = \frac{V_s^{1,2}}{V_s^2}$, 2-я кривая — отношение пространственного тока (тока на анод) i к току J , „эмитируемому“ сеткой G_2 ; при этом изменялась V_a и J , а i удерживалось постоянным. Мы видим, что депрессия плавно меняется с изменением $\frac{i}{J}$. Зэчер

ТАБЛИЦА 5
 Депрессия дробового эффекта (по Зэчеру)

V_a (вольт)	J (микро-ампер)	$\frac{\partial i}{\partial J}$	$\left(\frac{\partial i}{\partial J}\right)^2$	$\frac{\overline{V_s^2}}{V_s^2}$
200	500	1,00	1,00	1,00
150	520	—	—	0,941
100	555	0,902	0,814	0,818
75	589	0,809	0,653	0,720
60	625	0,771	0,595	0,637
50	651	0,711	0,507	0,567
40	700	0,666	0,444	0,464

и Уильямс находят, что от 50 до 200 V результаты опыта удовлетворительно передаются формулой

$$D = \left(\frac{i}{J}\right)^2 -$$

депрессия пропорциональна квадрату уменьшения анодного тока. Прямых данных для проверки формулы Лэвеллайна в этой работе нет, так как не определены значения производной $\frac{\partial i}{\partial J}$. В более поздней работе Зэчера³¹ сделана проверка формулы (22). В ней приведены данные относительно $\frac{\partial i}{\partial J}$ и сравнены с величиной депрессии; $\frac{\partial i}{\partial J}$ менялось от 1,00 до 0,666, а депрессия соответственно от 1,00 до 0,464. В данной серии опытов было: $i = 500 \mu\text{A}$; $V_{g1} = 22,5 \text{ V}$; $V_{g2} = 1,5 \text{ V}$. Результаты сопоставления вычислений с опытом см. табл. 5.

Последние два столбца таблицы показывают, что величины D и $\left(\frac{\partial i}{\partial J}\right)^2$, если и не совпадают точно, то очень близки; небольшое расхождение между ними, повидимому, происходит от погрешностей

этих весьма нелегких измерений. Формула Лэвеллайна получила в этой работе первое и достаточно удовлетворительное опытное подтверждение.

Из предыдущего изложения видно, что теории депрессии дробового эффекта в сущности еще нет. Формула Лэвеллайна представляет только формальное решение вопроса. Задачей более глубокой теории является вычисление величины производной $\frac{\partial i}{\partial J}$ по данным, характеризующим эмиссию и пространственный заряд. Зэчер и Уильямс в уже цитированной работе²⁵ попытались сделать следующий шаг в построении теории данного явления, рассматривая корреляцию между значениями тока i в последовательные моменты времени (идея этой попытки, повидимому, принадлежит Юленбеку). Предполагая, что функция корреляции между $j(t_1)$ и $j(t_2)$ может быть представлена так:

$$\overline{j(t_1)j(t_2)} = \varphi(t_1 - t_2) P e^{-\alpha^2 \frac{(t_1 - t_2)^2}{2}},$$

где α — некоторый коэффициент, обратный по своей величине „ширине полосы корреляции“, * они нашли, что наблюдаемая депрессия при острой настройке усилителя должна быть пропорциональна

такому фактору: $e^{-\frac{\omega^2}{2\alpha^2}}$, где ω_0 — резонансная частота усилителя. Однако измерения показали, что кривые депрессии получаются при частотах в 54 000 герц и 480 000 герц одинаковыми с точностью до 20%. Отсюда приходится сделать вывод, что фактор

$e^{-\frac{\omega^2}{2\alpha^2}}$ остается при этом практически постоянным, а это может быть только если $\alpha^2 \gg \omega_0^2$, т. е. если ширина полосы корреляции много меньше, чем $\frac{1}{480000}$ сек. $\cong 2 \cdot 10^{-6}$ сек. Большого из теоретического анализа Зэчера и Уильямса извлечь нельзя. Других попыток построения теории депрессии дробового эффекта опубликовано не было.

Следует отметить, что некоторые авторы, например Моллин и Эллис,¹⁸ вообще отрицают правильность изложенного выше понимания дробового эффекта и влияние на него пространственного заряда. По Моллину и Эллису прибытие электрического заряда на анод дискретными порциями при любых условиях производит дробовой эффект; исчезнуть он не может даже при полном ограничении тока пространственным зарядом. Роль последнего с их точки зрения сводится только к конечной величине внутреннего сопротивления лампы; значение фактора $\frac{\partial i}{\partial J}$ они вовсе отвергают. Как мы видели выше, явление, остающееся при полном развитии пространственного заряда, имеет мало общего с дробовым

* Последним термином мы обозначаем тот промежуток времени, в течение которого начальное значение переменной величины еще сказывается на последующих значениях. При отсутствии пространственного заряда ширина полосы корреляции стремится к нулю, а следовательно, α — к бесконечности.

эффekten и практически ненаблюдаемо. Опыты Зэчера подтверждают справедливость формулы Лэвеллайна, а следовательно, и тех представлений, из которых она вытекает. Опыты самих Моллина и Эллиса дают расхождение с выведенной ими формулой, отличающейся от теории Шоттки только введением Z' вместо Z ; это несогласие опыта и предлагаемой ими теории особенно значительно при наличии пространственного заряда (60%), и авторы признают, что объяснений найденному расхождению они дать не могут. Между тем это расхождение нетрудно понять: наблюдаемые флюктуации все время меньше вычисленных потому, что они не учитывают фактора $(\frac{\partial i}{\partial J})^2$, требуемого теорией Лэвеллайна. Таким образом ни теоретические соображения, ни опытные данные не говорят в пользу взглядов Моллина и Эллиса. Новое экспериментальное исследование вопроса, произведенное Пирсоном,⁴³

решительно подкрепляет изложенную выше теорию. Этот исследователь наблюдал дробовой эффект с помощью триода с вольфрамовым катодом; сетка и анод, соединенные вместе, находились при потенциале в 9,4 V. Пространственный ток менялся в пределах от 1 до 5 mA путем изменения накала. Соответствующий каждому значению пространственного тока i_0 ток эмиссии J_0 измерялся следующим путем: накал сохранялся неизменным, анодное напряжение увеличивалось и измерялся анодный ток. При больших V_a мы имеем дело с „током Шоттки“ (влияние напряженности электрического поля на эмиссию), который подчиняется уравнению $\lg J' = \lg J + AV_a$. Строя график

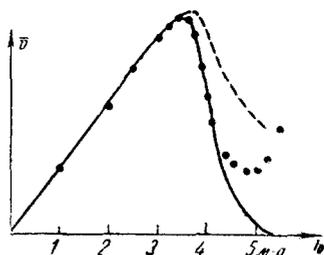


Рис. 22. Дробовой эффект в триоде при наличии пространственного заряда (Пирсон); точки — данные опыта, сплошная кривая — вычисленная по Лэвеллайну, пунктирная кривая — вычисленная по Моллину и Эллису.

зависимости $\lg J'$ от $V_a^{\frac{1}{2}}$, автор получал прямую линию; ее экстраполяция обратно до $V_a = 0$ позволяла определить J_0 . Далее, построив кривую зависимости i_0 от J_0 , он графически определял производную $\frac{\partial i}{\partial J}$. Нагрузка в анодной цепи была омической, $R_a = 1000 \Omega$. Пользуясь этими данными и формулой Лэвеллайна (21), Пирсон вычислял ожидаемую величину флюктуаций и сравнивал ее с опытом. Результат показан на рис. 22. Как в области тока насыщения (ниже 3,5 mA), так и в области пространственного заряда до 4,4 mA формула Лэвеллайна хорошо отвечает опытным данным; напротив, формула Моллина и Эллиса им совершенно не соответствует. Подъем флюктуаций при $i_0 > 5$ mA автор относит за счет действия положительных ионов, эмитируемых катодом; тех мер, которые были приняты в работе Зэчера против последних, здесь не применялось. Тем не менее результаты опыта достаточно определены. Циглер⁴⁸ в коротком сообщении подтверждает резуль-

таты Эчера и Пирсона. Работая с небольшим диодом при $i = \frac{1}{2} J$, он наблюдал весьма сильное снижение дробового эффекта по сравнению с током насыщения. Вычисляя ожидаемую величину флюктуаций по Моллину и Эллису, т. е. учитывая только уменьшение внутреннего сопротивления, он получил в 8 раз большую величину, чем найденную на опыте. Таким образом и существование депрессии дробового эффекта и общепринятое объяснение ее можно считать установленными.

в) Тепловой эффект электронного потока в лампе

Открытие влияния пространственного заряда на дробовой эффект имеет существенное практическое значение. Катодная лампа, работающая как усилитель или детектор, всегда находится в режиме пространственного заряда; те условия, которых требует теория Шоттки, не являются рабочим режимом лампы.

Поэтому очень важным и благоприятным является то обстоятельство, что именно в рабочем режиме лампы дробовой эффект, создающий мешающий шум в ней, уменьшается. Однако нужно предостеречь от могущего возникнуть неправильного заключения, будто при полном ограничении тока пространственным зарядом всякие флюктуации тока в лампе исчезают. Дробовой эффект, т. е. флюктуации анодного тока, вызванные флюктуациями эмиссии, действительно должен исчезнуть. Однако при этом выступает на сцену другое явление — тепловой эффект, уже рассмотренный нами в первой части настоящего обзора. Последний отсутствует, если отдельные носители электричества не взаимодействуют и не обмениваются энергией друг с другом или с атомами и молекулами; так обстоит дело в электронном токе при малой плотности пространственного заряда. Однако нужно иметь в виду, что скорости электронов с самого начала неодинаковы как по величине, так и по направлению. При большой плотности электронов их движение сначала не только не ускоряется, но даже замедляется; так как между ними происходит электростатическое взаимодействие, то возможен обмен скоростями и как следствие этого — флюктуации плотности. Эти последние вызывают флюктуации напряжения и силы тока во внешней цепи; поскольку причиной их являются в данном случае тепловые скорости электронов, мы должны рассматривать их как тепловой эффект. Величину его можно определить по формуле Найквиста-Джонсона:

$$\bar{E}_T^2 = 4kT \int_0^{\infty} R(f) df. \quad (23)$$

Эти флюктуации возникают во внутренней цепи лампы; естественно, что под сопротивлением R здесь следует понимать внутреннее сопротивление лампы R_i . Однако, что нужно считать его температурой T ? Температура электронного облака обычно принимается

равной температуре катода.* Это дает основание думать, что температуру сопротивления R_i также следует считать равной температуре катода. Лэвеллайн обосновывает все эти заключения рассмотрением некоторого мысленного опыта. Представим себе лампу с оксидным катодом, в анодную цепь которой включено омическое сопротивление $R_a = R_i$. Анодное (а если нужно, то и сеточное) напряжение отрегулировано так, что ток полностью ограничен пространственным зарядом, так что дробового эффекта нет. Лампа и сопротивление R_a вместе помещены в печь, где поддерживается температура, достаточная для того, чтобы заставить катод эмитировать; анод и сетка предполагаются не испускающими ни термионной, ни вторичной эмиссии (большая работа выхода, чем у катода). При этих условиях никаких флюктуаций, кроме тепловых, в цепи лампы быть не может. В сопротивлении R_a происходят флюктуации электричества, вызывающие во всей цепи ток; половина развиваемой им мощности расходуется во внутреннем сопротивлении лампы R_i . Так как вся цепь находится в условиях температурного равновесия, то на основании второго начала термодинамики мы вправе утверждать, что такую же мощность должны развивать во внешнем сопротивлении R_a электродвижущие силы, возникающие внутри лампы. Последние, следовательно, должны выражаться формулой (23), где T в данном случае температура всех электродов и стенок лампы. По мнению Лэвеллайна температуры анода, сетки и стенок не играют никакой роли; охлаждение их водой ничего не изменило бы в работе лампы и внешнего сопротивления. Поэтому температура, входящая в формулу (23), есть температура катода.

Трудно признать это рассуждение очень убедительным, в особенности в части, относящейся к влиянию температуры анода. Опыты Пирсона (см. ниже) действительно ставят их правильность под сомнение.

Исходя из найденного им результата, Лэвеллайн выводит далее формулу, выражающую флюктуации напряжения на лампе вследствие теплового эффекта в реальном случае, когда температура R_a не равна температуре электронного потока в лампе. Пусть температура последнего есть T_i , внешняя температура T_a ; флюктуационную э. д. с. внутри лампы обозначим E_i , э. д. с. внешней цепи E_a ; наконец, импеданс внешней цепи Z_a и внутренней Z_i . Сила тока

$$J = \frac{E_i + E_a}{Z_i + Z_a},$$

* При выходе электрона из металла его энергия уменьшается на определенную величину, равную работе выхода ϕ . Те электроны, которые имели энергию меньшую ϕ , вообще не выходят наружу, имевшие энергию ϕ — выйдут с нулевой энергией; имевшие энергию $\phi + \epsilon$ — выйдут с энергией ϵ и т. д. Число электронов каждой энергии уменьшится, но распределение их, т. е. температура, останется без изменения. Это тот же метод рассуждения, каким доказывается, что в разных слоях идеального газа, находящегося в поле силы тяжести, температура одинакова.

вольтаж на лампе

$$v_T = E_i - Z_i J = \frac{E_i Z_a - E_a Z_i}{Z_i + Z_a}.$$

Средний квадрат этого напряжения

$$\overline{v_T^2} = \frac{\overline{E_i^2} Z_a^2 + E_a^2 \overline{Z_i^2}}{(Z_i + Z_a)^2},$$

так как $\overline{E_i \cdot E_a} = 0$ (см. первую часть обзора стр. 814, а также 849, форм.). В интервале частот df мы имеем следующие выражения для $\overline{E_i^2}$ и $\overline{E_a^2}$:

$$\overline{E_i^2}(f) df = 4kT_i R_i df$$

и

$$\overline{E_a^2}(f) df = 4kT_a R_a df.$$

Вставим это в формулу для $\overline{v_T^2}$; найдем:

$$\overline{v_T^2}(f) df = 4k \frac{T_i R_i Z_a^2 + T_a R_a Z_i^2}{(Z_i + Z_a)^2} df; \quad (24)$$

весь эффект выразится интегралом:

$$\overline{v_T^2} = 4k \int_0^\infty \frac{T_i R_i Z_a^2 + T_a R_a Z_i^2}{(Z_i + Z_a)^2} df. \quad (25)$$

Если тепловой эффект наблюдается с помощью усилителя, коэффициент усиления которого $\mu(f)$, то на выводе получим напряжение:

$$V_T = 4k \int_0^\infty \frac{T_i R_i Z_a^2 + T_a R_a Z_i^2}{(Z_i + Z_a)^2} \mu^2(f) df. \quad (24)$$

Эти формулы выражают тепловой эффект, происходящий как от внешней, так и от внутренней части цепи.

Действительные флуктуации, наблюдаемые в лампе даже при чисто электронном токе, должны представлять собой сумму обоих эффектов: дробового и теплового. Лэвеллайн сделал попытку проверить результаты своей теории рядом опытов; последние, однако, не дали ясного результата. Была вычислена величина флуктуаций $(\overline{v_s^2} + \overline{v_T^2})$ при различном накале лампы; затем та же величина измерялась на опыте. Ход экспериментальной кривой примерно соответствовал теоретической; однако найденные на опыте флуктуации оказались меньше вычисленных. Повидимому, причина расхождения — в недостаточно точном определении величины $\frac{\partial i}{\partial J}$.

Более обстоятельные, хотя также далеко недостаточно ясные данные содержит работа Пирсона.⁴³ Этот автор производил исследования над лампами с оксидными и торированными катодами; от вольфрамовых катодов он отказался, так как при большой плотности пространственного заряда, необходимой в этих опытах, устранить действие положительных ионов, эмитируемых вольфрамом,

было невозможно. В отобранных для работы лампах применялась высокая температура накала и низкое анодное напряжение, благодаря чему тепловой эффект достигал значительного развития. В какой мере были устранены остальные источники флюктуаций и чем это было достигнуто—Пирсон не сообщает. Поэтому полная оценка его работы в этой части затруднительна. Методика эксперимента состояла в измерении шума при постоянных T_i (накал), R_a и T_a и переменном R_i (изменялось путем изменения V_a). Оказалось, что шум лампы меньше, чем требует формула (25), при всех значениях R_i . Однако ход экспериментальных точек качественно соответствует ходу теоретической кривой; можно получить полное совпадение между ними, если в формуле (25) вставить вместо T_i не температуру катода, а другую, более низкую. Так для оксидного катода (в двух случаях) оказалось, что эффективное значение $T_i = 650^\circ \text{K}$, в то время как действительная температура — 1100°K ; при торированном катоде было соответственно 1200 и 1850°K . Причина такого расхождения не выяснена; Джонсон и Лэвеллайн, обсуждавшие результат работы Пирсона, выдвигают две гипотезы, выбора между которыми сделать пока нельзя. Во всяком случае следует отметить, что в обоих опубликованных до настоящего времени (март 1935 г.) экспериментальных исследованиях была найдена меньшая величина теплового эффекта, чем требуется формулой (25).

(Продолжение следует.)
