

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ В ГАЗАХ ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ\*

Ирвинг Лэнгмюр, Скиннезди, САСШ

### ОБЗОР СОДЕРЖАНИЯ СТАТЬИ

Анализ поведения электронов и положительных ионов, находящихся в относительно большом количестве в газе при низком давлении, показывает, что многие основные свойства электрического разряда можно объяснить, зная их движение.

Мы исследуем распределение потенциала, вызванное током, образованным носителями зарядов одного знака. Когда ток образуется положительными ионами рассматриваются два случая: случай испускания ионов эмитирующей поверхностью и случай равномерного образования ионов между электродами. В последнем случае, когда ионы образуются в большом количестве, потенциал имеет максимум, в котором скопляются медленные электроны. В результате появляется область, называемая плазмой, где поле почти отсутствует. Плазма обладает свойствами резко отличными от областей с сильными полями, называемыми слоями, которые покрывают электроды и стенки трубки.

Движение электронов в плазме рассматривается как тепловое движение, соответствующее температуре  $T_e$ . Благодаря такому тепловому движению электроны могут преодолевать небольшие замедляющие поля, величина которых определяется по уравнению Больцмана. Это движение заставляет электроны двигаться от центра плазмы к ее границе, пока равнина в плотностях электронов между центром и границей не вызовет появления разности потенциалов порядка доли вольта, под влиянием которой положительные ионы начнут двигаться к стенкам.

Движение положительных ионов в плазме можно грубо считать соответствующим температуре  $T_p = \frac{T_e}{2}$ . При разряде в парах ртути плотность тока положительных ионов  $I_p$  оказалась равной  $1/411$  плотности тока электронов  $I_e$ , что вполне согласуется с теорией.

Мы исследуем свойства слоев и дадим способ вычисления падения потенциала в слое, покрывающем стеклянные стенки разрядной трубки. При помощи слоя положительных ионов и слоя электронов, покрывающих в зависимости от потенциала зонд, находящийся в разряде, можно измерить  $T_e$ ,  $T_p$ ,  $I_e$  и плотность электронов  $n_e$ .

Далее излагается теория положительного столба, согласно которой свойства столба определяются по следующим уравнениям: 1) уравнение равновесия плазмы, 2) уравнение тока ионов, 3) уравнение образования ионов, 4) уравнение подвижности, 5) уравнение баланса энергии.

Некоторые наблюдаемые на опыте свойства положительного столба объясняются на основании предположения, что отношение направленного тока к беспорядочному имеет определенное значение при заданных условиях и что это отношение постоянно вдоль разряда.

\* Доклад, прочитанный на Международном электротехническом конгрессе в Париже в 1932 г. Перевод С. Гвоздовера.

Когда к двум электродам в газе приложена разность потенциалов и ток течет через газ, распределение потенциала в пространстве между электродами принимает весьма разнообразные формы. Некоторые из них находятся в резком контрасте с распределением потенциала в металлическом проводнике. Например, имеется много типов разрядов, в которых почти все падение потенциала сосредоточено вблизи катода, а остальное пространство имеет, практически, потенциал анода. Более того, обычно в пространстве между электродами потенциал имеет максимумы и минимумы, причем часто случается, что один из максимумов имеет потенциал более высокий, чем потенциал анода, или минимум имеет потенциал более низкий, чем потенциал катода.

Эти внешние аномальные явления, как показали исследования последних лет, дают ясное представление об основных электрических свойствах газов, являющихся предметом данной статьи.

#### Случай тока, образованного носителями зарядов одного знака

Градиент потенциала в любой точке пространства определяется уравнением Пуассона:

$$\Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 4\pi e(n_e - n_p), \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $n_e$  — плотность электронов, а  $n_p$  — плотность ионов, образованных однократной ионизацией.

Число отрицательных ионов и многократно ионизированных ионов обычно настолько мало, что их влиянием можно пренебречь.

Если ток переносится только носителями зарядов одного знака, то можно решить уравнение Пуассона для случаев, когда вследствие симметрии удастся исключить одно из трех независимых переменных.

Простым примером разряда, образованного носителями зарядов одного знака, является чисто электронный разряд в высоком вакууме.

Рассмотрим<sup>1,2</sup> перенос электронов от накаливаемого плоского катода, находящегося при нуле потенциала, к плоскому параллельному аноду при потенциале  $V_a$ .

Если пренебречь начальными скоростями выхода электронов из катода, то в точке с потенциалом  $V$

$$\frac{1}{2} m_e v^2 = eV \quad (2)$$

и

$$n_e e = \frac{I_e}{v}, \quad (3)$$

где  $I_e$  — плотность электронного тока,  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона,  $v$  — скорость электрона.

Эти уравнения будут, очевидно, применимы и для тока, переносимого положительными ионами, если заменить

$$V, e, n_e, m_e \text{ и } I_e \text{ на } -V, -e, n_p, m_p \text{ и } I_p.$$

При разряде, образованном носителями зарядов одного знака, назовем один электрод источником, а другой коллектором. Решение уравнения Пуассона для плоских параллельных электродов имеет вид:

$$I = \frac{\left(\frac{2e}{m}\right)^{\frac{1}{2}} V^{\frac{3}{2}}}{9\pi x^2} \quad (4)$$

или, подставляя  $\frac{e}{m} = 5,279 \cdot 10^{17} \text{ CGSE}$  и выражая  $V$  в вольтах, получим:

$$I = 5,462 \cdot 10^{-8} M^{-\frac{1}{2}} V^{\frac{3}{2}} x^{-2} \text{ ампер} \cdot \text{см}^{-2}, \quad (5)$$

где  $I$  — плотность электронного или ионного тока,  $M$  — молекулярный вес носителей зарядов (для кислорода  $M=16$ ) и  $x$  — расстояние от источника до коллектора. Для электронного тока  $M=5,479 \cdot 10^{-4}$ , следовательно,

$$I = 2,334 \cdot 10^{-6} V^{\frac{3}{2}} x^{-2} \text{ ампер} \cdot \text{см}^{-2}. \quad (6)$$

Рассмотрим случай тока между плоскими электродами и посмотрим, каким образом потенциал в пространстве между электродами зависит от проходящего между ними тока. На рис. 1 изображено распределение потенциала, когда электроны движутся от плоского источника в плоскости  $x=0$  к плоскому коллектору в плоскости  $x=a$ , имеющему потенциал  $V_a$ .

Подставив  $V=V_a$  и  $x=a$  в уравнение (6), мы получим наибольший ток, который может течь от одного электрода к другому. Когда ток достигает этого предельного значения, объемный заряд между электродами препятствует дальнейшему увеличению тока.

Так как величина тока определяется количеством электронов, покидающих источник, то часто случается, что в действительности ток достигает меньшего значения, чем ток, даваемый уравнением (6) (ток насыщения). В этом случае объемный заряд может быть незначительным, и рас-

пределение потенциала изобразится прямой линией 1 (рис. 1). Когда  $en_e$  достаточно велико, кривая распределения потенциала, определяемая уравнением  $\frac{d^2V}{dx^2} = 4\pi en_e$ , обладает положительной кривизной.

Одна из кривых такого типа изображена на рис. 1 (кривая 2). С увеличением  $n_e$  растет и кривизна этих кривых.

При увеличении  $n_e$  предельный ток, даваемый уравнением (6), растет до тех пор, пока не достигнет значения, при котором кривизна соответствующей кривой будет такой, что  $\frac{dV}{dx} = 0$  в точке  $x = 0$ , или, иначе говоря, пока электрическое поле на поверхности источника не обратится в нуль.

Кривая 2 дает распределение потенциала для этого частного случая.

Если электроны покидают катод с начальными скоростями, то в точке  $x = x_m$  может появиться минимум потенциала, что показано на кривой 3.

При таких условиях на коллектор могут попасть только электроны, покидающие катод с нормальной компонентой скорости, достаточной для того, чтобы прорваться от  $x = 0$  до  $x = x_m$  через замедляющее поле.

Исчерпывающее исследование этого случая было нами дано раньше.<sup>3</sup> Если начальные скорости электронов обладают максвелловским распределением с температурой  $T$ , то вместо уравнения (5) мы получаем:

$$I = 5,462 \cdot 10^{-8} M^{-\frac{1}{2}} V^{\frac{3}{2}} x^{-2} \left[ 1 + 0,0247 \left( \frac{T}{V} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \text{ ампер} \cdot \text{см}^{-2}. \quad (7)$$

Здесь  $V$  выражено в вольтах, а  $x$  и  $V$  измеряются от точки  $M$  рис. 1, принятой за начало.

Были также получены соответствующие уравнения объемных зарядов для наибольшего тока, переносимого одинаково заряженными частицами между электродами в виде коаксиальных цилиндров и концентрических сфер.<sup>4</sup>

### Ток положительных ионов

Все полученные уравнения применимы к току, переносимому положительными ионами, которые испускаются плоским источником.

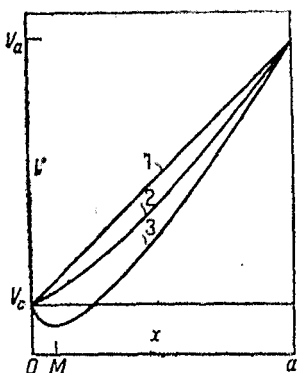


Рис. 1. Распределения потенциала между плоскими параллельными электродами, при прохождении между ними тока образованного эмиссией зарядов одного знака

Более общим случаем тока положительных ионов является, однако, случай, когда ионы образуются во всем пространстве между электродами.

Рассмотрим для простоты случай, когда ионы равномерно образуются в пространстве между плоским электродом  $A$  и параллельным ему электродом  $C$ , который находится на расстоянии  $a$  от него и обладает потенциалом  $V_c$  относительно  $A$ .

Предположим, что  $S$  ионов образуются в единице объема в одну секунду, что они образуются без начальных скоростей и что при их образовании не появляются электроны.

Было показано,<sup>5</sup> что, когда объемный заряд и соответствующая кривизна кривой распределения потенциала таковы, что в точке  $x=0$   $\frac{dV}{dx}=0$ , то

$$I_c = \frac{\left(\frac{2e}{m}\right)^2 \left(-V_c\right)^{\frac{3}{2}}}{\pi^2 a^2}, \quad (8)$$

где  $I_c$  — приходящийся на единицу поверхности ток, достигающий  $C$ .

Сравнивая уравнение (8) с уравнением (5), которое дает наибольший ток  $I$ , который может течь, когда все ионы приходят из  $A$ , найдем, что

$$I_c = \left(\frac{9}{\pi}\right) I = 2,865 I. \quad (9)$$

При условиях, удовлетворяющих уравнению (8), распределение потенциала изображается кривой 1 рис. 2, которая является параболой. Соотношения, выражаемые этими уравнениями, только тогда имеют место, когда ионы образуются в определенном количестве  $S_1$ , определяемом соотношением

$$I_c = S_1 e a. \quad (10)$$

Если  $S > S_1$ , то между  $A$  и  $C$  появляется максимум потенциала, и уравнение (8) можно отдельно применять к двум ветвям кривой по обеим сторонам от максимума. Кривая распределения потенциала все еще будет параболой, но только ее вершина не будет уже в  $A$ .

Кривые 2, 3, 5 и 10 на рис. 2 получены для значений  $S$  в 2, 3, 5 и 10 раз больших, чем  $S_1$ . Мы, следовательно, приходим к выводу, что когда ионы равномерно образуются во всем объеме между двумя параллельными плоскостями, причем не происходит значительного накопления электронов, кривая распределения потенциала является параболой, т. е. потенциал определяется уравнением  $V = Br^2$ , где  $r$  измеряется от плоскости, где потенциал имеет максимум.

Плотность ионов  $n_p$  при этом одинакова во всем пространстве и определяется уравнением:

$$n = 0,0112 M^{\frac{1}{3}} S^{\frac{2}{3}} \text{ ионов} \cdot \text{см}^{-3}, \quad (11)$$

где  $S$  выражено в ионах  $\cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ .

Если область ионизации, вместо параллельных плоскостей, ограничена цилиндрической или сферической поверхностью, то параболическое распределение сохраняется, т. е.  $V = Br^2$ , где  $r$  — расстояние от оси цилиндра или центра сферы. В этих случаях, аналогично, плотность ионов одинакова во всем пространстве, так что уравнение (11) применимо опять, с той только разницей, что значение коэффициента равно 0,0105 для цилиндрического случая и 0,0102 для сферического.

#### Влияние электронов, образующихся при ионизации

Если положительные ионы образуются благодаря ионизации газа, то одновременно с ними и в равном количестве появляются электроны.

Если  $S < S_1$ , то потенциал между электродами не имеет максимума, и все электроны по мере своего образования движутся к электроду  $A$ . Таким образом электродный ток к электроду  $A$  равен и противоположен току ионов, движущихся к электроду  $C$ .

Тем не менее электронный ток не оказывает заметного влияния на объемный заряд, так как, комбинируя уравнения (2) и (3), найдем, что

$$en = I \left[ \frac{m}{2Ve} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (12)$$

откуда при электронном токе, равном току положительных ионов,

$$\frac{n_e}{n_p} = \left( \frac{m_e}{m_p} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

Следовательно, объемный заряд, образованный электронами, в сотни раз меньше объемного заряда, образованного положительными ионами.

Однако картина резко меняется, если  $S > S_1$ , потому что тогда появляется тенденция к появлению максимума в распределении потенциала, как это иллюстрировано на рис. 2. Так как в максимуме потенциал выше потенциалов обоих электродов, то в этой области (над  $ON$  рис. 2) в большом количестве скопляются электроны, образовавшиеся при ионизации и обладающие небольшими скоростями,

Скопление электронов создает отрицательный объемный заряд, отчего в области максимума потенциал падает, пока

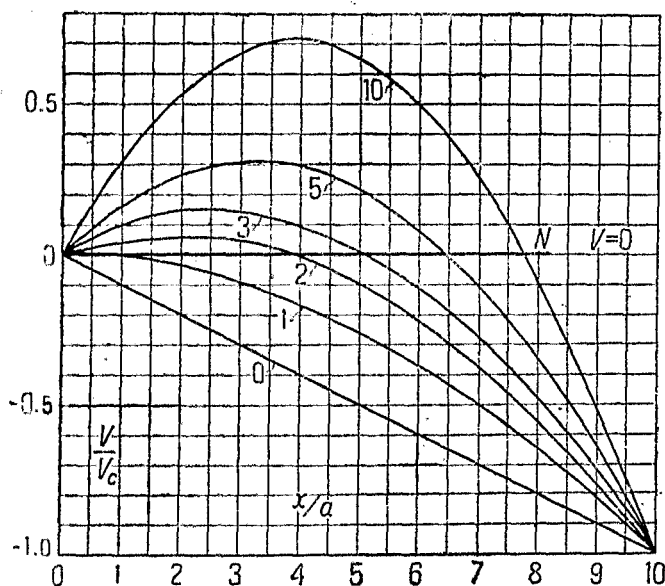


Рис. 2. Распределения потенциала между плоскими электродами, при равномерном образовании ионов между ними.

не достигнет величины, при которой электроны начнут падать на анод. Величина этого потенциала немного выше потенциала анода, так как электроны обладают начальными скоростями, позволяющими им двигаться против слабых замедляющих полей. Рис. 3 показывает распределение потенциала, образованного в результате только что описанного скопления электронов. Положительные ионы движутся в ускоряющем поле только от  $P$  к  $A$  и от  $Q$  к  $C$ ; электроны прорываются через замедляющее поле только от  $P$  к  $A$ . Практически в области между  $Q$  и  $C$  электронов нет, так как сильное замедляющее поле препятствует их проникновению в эту область. Благодаря электронам, скопленным в пространстве между  $P$  и  $Q$ , потенциал в этой области почти одинаков (предполагая, что в этой области исчезновение электронов происходит только за счет электронов, движущихся к  $A$ ).

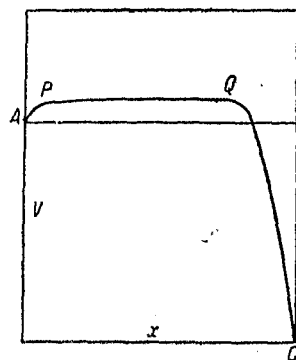


Рис. 3. Распределение потенциала, вызванное скоплением электронов в области максимального потенциала.

Причины такого выравнивания потенциала станут ясны, если мы примем во внимание, что электроны, вследствие их высокой подвижности, сразу собираются в максимуме потенциала и таким образом понижают этот потенциал, а уходя из минимума повышают потенциал.

Так как в области между  $P$  и  $Q$  поле очень мало, то число электронов в единице объема в этой области должно приблизительно равняться числу положительных ионов. Другими словами, электроны нейтрализуют объемный заряд положительных ионов, и мы имеем  $n_e = n_p$ .

Мы видим теперь, что когда ток переносится положительными ионами и электронами, в пространстве между электродами появляются две различные области. Области сильных полей, образованные объемными зарядами, которые покрывают электроды, назовем слоями.  $PA$  изображает падение потенциала в слое анода, а  $QC$  — в слое катода.

Область между слоями, где почти нет поля, назовем плазмой. Эти области нужно изучать отдельно, так как они обладают весьма разными свойствами.

Многие явления газового разряда, обычно видимые глазом, вызваны различными свойствами этих двух областей. Например, когда через разрядную трубку, содержащую насыщенные при комнатной температуре пары ртути, при разности потенциалов порядка 20 В проходит ток в несколько миллиампер, почти вся трубка заполняется характерным для ртути зеленовато-голубым свечением, которое не достигает стенок.

Темное пространство отделяет свечение от стенок, как если бы свечение отталкивалось стеклом. Когда ток возрастает, темное пространство делается тоньше, и свечение приближается к стенкам. При еще больших токах глаз совсем не различает темного пространства. Светящаяся область в этом случае является типичной плазмой, а темное пространство — типичным слоем положительных ионов. Последний является областью, содержащей положительные ионы и отбрасывающей электроны. Вследствие отсутствия электронов происходит уменьшение яркости слоя. Поэтому свечение плазмы вызвано благодаря возбуждению ртутных атомов электронными ударами.

### Условия образования плазмы

Условие, необходимое для образования плазмы в разряде, заключается в том, чтобы количество образовавшихся ионов было достаточным для появления максимума потенциала в трубке. По уравнению (9) мы видим, что это всегда будет иметь место, если число ионов, образованных в единицу времени во всем пространстве, будет в несколь-

ко раз больше, чем число ионов, образующих ионный ток, эмитируемый анодом.

Из уравнений (9) и (5) мы видим, что при напряжении порядка 100 V между электродами, находящимися на расстоянии 5 см друг от друга, плазма начнет образовываться, когда ток положительных ионов превысит при разряде в парах ртути ( $M=200$ )  $4,5 \cdot 10^{-7}$  ампер·см<sup>-2</sup> или  $3,2 \cdot 10^{-6}$  ампер·см<sup>-2</sup> при разряде в гелии ( $M=4$ ).

Когда давления настолько велики, что свободный пробег электрона мал по сравнению с расстоянием между электродами, число ионов  $\beta$ , образованных каждым вылетевшим с катода электроном (полная ионизирующая способность),<sup>6</sup> не зависит от давления. Для электронов со скоростью в 100 V в парах ртути  $\beta=2,7$ , а для гелия  $\beta=2,9$ . Таким образом при указанных условиях плотность электронов, необходимая для образования плазмы в парах ртути, равна  $1,7 \cdot 10^{-7}$  ампер·см<sup>-2</sup>, а для гелия  $1,1 \cdot 10^{-6}$  ампер·см<sup>-2</sup>. При более низких давлениях, когда электроны свободно летят от катода к аноду, ионизирующая способность пропорциональна давлению и расстоянию между электродами. Для электронов со скоростью в 100 V ионизирующая способность одного электрона в парах ртути при 28°C равна  $0,0213$  см<sup>-1</sup>, а в гелии при давлении в 0,001 мм равна  $0,0016$  см<sup>-1</sup>. Поэтому при плотности электронного тока в 1 мА·см<sup>-2</sup> мы можем вычислить давление газа, при котором начинает образовываться плазма. Это давление для паров ртути равняется  $4 \cdot 10^{-6}$  мм, а для гелия —  $4 \cdot 10^{-4}$  мм. Эти вычисления служат иллюстрацией основных факторов, от которых зависят явления, характеризующие разряд в газе, который совершенно противоположен чисто электронному разряду в вакууме. В действительности ток, необходимый для образования резко очерченной плазмы, несколько больше, чем вычисленный выше, вследствие исчезновения ионов на стенках трубки и других побочных факторов.

### Движение электронов в плазме

Основным свойством плазмы является то, что она представляет собой область, в которой скопляются электроны до тех пор, пока их плотность приблизительно не будет равна плотности ионов, так что  $n_e = n_p$ .

Обычно в плазме, образованной в газе при низких давлениях в несколько миллиметров или меньше, рекомбинация ионов происходит в ничтожных размерах. Основная причина этого заключается в том, что электроны движутся между ионами и лишь в редких случаях сталкиваются с ними; но даже в случае столкновения вероятность рекомбинации очень мала.

При ионизации, когда быстрый электрон сталкивается с нейтральной молекулой газа, количество движения электрона настолько мало, что он не может сообщить иону заметной кинетической энергии, так что образующиеся ионы обладают такой же кинетической энергией, как и нейтральные молекулы газа. При ионизации, однако, образуется новый электрон, поэтому вместо одного первичного электрона появляются два. Энергия первичного электрона, за вычетом энергии, затраченной на ионизацию, распределяется между обоими электронами. Поэтому образовавшиеся при ионизации в плазме электроны обычно обладают значительными энергиями. Небольшое количество электронов, обладающих наибольшей кинетической энергией, может, таким образом, прорваться через слой анода, тогда как электроны, обладающие меньшей кинетической энергией, не могут уйти и продолжают двигаться внутри плазмы, непрерывно отражаясь от ограничивающих ее слоев. В результате взаимодействия между этими электронами и благодаря упругим столкновениям, которые могут происходить между электронами и молекулами газа, среди электронов возникает беспорядочное движение. Распределение скоростей приближается к обычному максвелловскому распределению, которое существует при определенной температуре между молекулами газа. И действительно, движение электронов внутри плазмы вполне можно представить себе в виде теплового движения с температурой  $T_e$ .

Опыты показали, что в большинстве газовых разрядов, в особенности при низких давлениях, это максвелловское распределение скоростей электронов устанавливается гораздо быстрее, чем можно было бы ожидать на основании какого-либо известного явления.<sup>7,8</sup> Это явление тесно связано с наличием внутри плазмы колебаний очень высокой частоты, порядка

$$\nu = e \left( -\frac{n}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} = 8980 n_e^{\frac{1}{2}} \text{ сек}^{-1}. \quad (14)$$

Температуры распределения электронов, полученные описываемым далее методом, изменяются, начиная от  $5000^\circ \text{K}$ , достигая в некоторых случаях  $80\,000^\circ \text{K}$ .

Средние энергии этих электронов колеблются, таким образом, примерно от 1 до 10 электроно-вольт. Ток, переносимый движущимися таким образом по всем направлениям электронами, которые в одну секунду пролетают через единицу поверхности, мысленно проведенной в плазме, мы назовем плотностью беспорядочного тока.

По формулам кинетической теории найдем, что плотность этого тока

$$I_c = en_e \left( \frac{kT}{2\pi m} \right)^{\frac{1}{2}} = 2,48 \cdot 10^{-14} n_e T_e^{\frac{1}{2}} \text{ ампер} \cdot \text{см}^{-2}. \quad (15)$$

Когда молекулы газа, находящегося в тепловом равновесии, подвергаются действию установившегося силового поля, их плотности, в местах с различной потенциальной энергией, делаются разными. В таких случаях распределение определяется по уравнению Больцмана.

В случае распределения электронов уравнение Больцмана принимает вид:

$$n = n_0 e^{\frac{Ve}{kT}}, \quad (16)$$

где  $n$  плотность электронов в месте, где потенциал равен  $V$ , а  $n_0$  — плотность в месте, где потенциал равен нулю. Для вычислений в этом уравнении можно положить  $\frac{e}{k} = 11,606$  градуса на вольт. Таким образом мы видим, что если справедливо наше предположение относительно теплового равновесия, и если в различных частях плазмы существует различие в плотностях электронов, тогда существует и соответствующая им разность потенциалов, и, наоборот, разность потенциалов неизбежно влечет за собой разницу в плотностях.

В случае разряда в длинной трубке область, обычно называемая положительным столбом, является типичной плазмой. Обычно, при прохождении значительного тока, по всей длине цилиндрической плазмы наблюдается небольшой градиент потенциала. Вследствие этого электроны в плазме получают ускорение от действующего на них поля, но вскоре достигается устойчивое состояние, при котором потеря энергии, благодаря столкновениям электронов с молекулами газа, в точности компенсируется энергией, сообщаемой полем.

В длинном однородном положительном столбе температура распределения электронов одинакова во всей плазме; плотность электронов также постоянна, несмотря на наличие градиента потенциала. Следовательно, уравнение Больцмана не применимо для определения изменений плотности вдоль длины разряда, но им с успехом можно пользоваться для определения изменений плотности в плоскости поперечного сечения.

Итак, вообще говоря, мы должны различать два вида токов внутри плазмы: беспорядочный ток с плотностью  $I_c$  и направленный ток плотности  $I_a$ , вызванный приложенным электрическим полем.

Таким образом количество энергии, затрачиваемой на

образование единицы объема плазмы, равно произведению  $I_a$  на градиент потенциала.

Обычно при разряде плотность беспорядочного тока в несколько раз превышает плотность направленного тока.

### Движение положительных ионов в плазме

Если бы положительные ионы имели приблизительно такие же кинетические энергии, как электроны, и также двигались по всем направлениям, то плотность их тока  $I_p$  была

бы меньше  $I_e$  в отношении  $m_e : m_p$ .

Так, в случае ртутных паров  $I_p$  равнялось бы  $\frac{1}{605} I_e$ . Экспериментально, описываемыми далее методами, было найдено, что при разряде в парах ртути  $I_p$  обычно равнялось  $\frac{1}{411} I_e$ .

Мы видели, однако, что положительные ионы возникают, не обладая начальными скоростями. Поэтому весьма неправдоподобно, чтобы ионы могли приобрести максвелловское распределение скоростей.

Во всякой плазме, находящейся в устойчивом состоянии, т. е. когда  $n_p$  не увеличивается со временем, необходимо, чтобы ионы, по мере образования, покидали области своего возникновения. Это требует наличия электрических полей, удаляющих ионы из этих областей; эти поля могут возникнуть лишь от незначительного избытка положительного заряда внутри плазмы. То обстоятельство, что электроны обладают довольно большими энергиями, заставляет их стремиться покинуть плазму, оставляя в плазме избыток положительного заряда. Этот положительный заряд образуется до тех пор, пока он не заставит ионы двигаться из плазмы в окружающие слои в том количестве, в каком они образуются. При давлениях настолько низких, что ионы движутся под влиянием таких полей плазмы, не сталкиваясь с молекулами газа, движение ионов происходит согласно уравнениям (2) и (3); при этом необходимо учесть тот факт, что различные ионы возникают в различных местах.

Полная математическая теория движения ионов в этих условиях разработана Тонксом и Лэнгмюром.<sup>9</sup> Крайне затруднительно найти общее решение для электродов любой формы. Вопрос можно, однако, решить для случаев, когда плазма ограничена двумя параллельными плоскостями, цилиндрической или сферической поверхностями. Были рассмотрены два случая: при низких давлениях, когда ионы свободно движутся от места своего возникновения к границе плазмы; при высоких давлениях, когда они движутся со-

гласно законам подвижности, непрерывно сталкиваясь с молекулами газа.

В настоящей статье мы рассмотрим только первый случай.

Допуская, что скорость образования ионов  $s$  в любой точке пропорциональна плотности электронов, можно выразить основные свойства плазмы, через параметр  $\lambda$ , который можно определить как количество ионов, образуемых в одну секунду каждым электроном плазмы. Тонкс и Лэнтгюр показали, что для того чтобы поле плазмы, определяемое по уравнению Больцмана, могло отсасывать ионы по мере их образования, должно быть выполнено следующее уравнение равновесия плазмы:

$$\lambda = \left(\frac{s_0}{a}\right) \left(\frac{2kT_e}{m_p}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (17)$$

где  $a$  — радиус плазмы в случае цилиндрической плазмы или же половина толщины плазмы, когда последняя ограничена двумя параллельными плоскостями. Множитель  $s_0$  равен 0,7722 для цилиндрической плазмы и 0,4046 — для случая параллельных плоскостей.

Подставляя численные значения, находим:

$$\lambda = \left(\frac{9957}{a}\right) \left(\frac{T_e}{M}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

для цилиндра и

$$\lambda = \left(\frac{5217}{a}\right) \left(\frac{T_e}{M}\right)^{\frac{1}{2}}$$

для параллельных плоскостей, где  $M$  — молекулярный вес иона. Для ртутных паров в цилиндрической плазме ( $M = 200$ ) получим:

$$\lambda = \left(\frac{703}{a}\right) T_e^{\frac{1}{2}}. \quad (19)$$

Уравнение равновесия плазмы требует, таким образом, определенного соотношения между  $\lambda$  и  $T_e$ .

При разряде, происходящем в стеклянной трубке радиусом в 1,6 см, в парах ртути при комнатной температуре и при силе тока в 1 А  $T_e$  оказалось равным 29 000° К. Следовательно, по уравнению (19)  $\lambda$  — количество ионов, образуемых в одну секунду каждым электроном плазмы, равно 75 000.

Если скорость образования ионов  $s$  вместо того чтобы быть пропорциональной плотности электронов  $n_e$ , постоянна

во всей плазме, то уравнение равновесия плазмы принимает вид:

$$n_0 = \left( \frac{s_a}{s_0} \right) \left( \frac{m_p}{2kT_e} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (20)$$

В этом случае  $s_0$  равняется 0,583 для цилиндрической плазмы и 0,380 для плазмы, ограниченной параллельными плоскостями. В этом уравнении  $n_0$  плотность электронов в центре плазмы. Для цилиндрического случая это уравнение сводится к

$$n_0 = 1,33 \cdot 10^{-4} s_a \left( \frac{M}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ ионов} \cdot \text{см}^{-3}. \quad (21)$$

Согласно этой теории, скорости ионов весьма малы в центре цилиндрической плазмы, причем радиальные компоненты их скоростей постепенно возрастают при приближении к стенкам. Таким образом распределение скоростей положительных ионов не следуют ни распределению Максвелла, ни уравнению Больцмана.

Количества энергии, приобретаемые ионами, определяются полями плазмы, которые образуются благодаря движению электронов. Средние энергии ионов, однако, значительно меньше средних энергий электронов.

Опыты, в которых ионы пролетали через отверстие в зонде, устроенном таким образом,<sup>10</sup> что можно было измерять скорости ионов, показали, что радиальные компоненты скоростей ионов обладают температурой, примерно вдвое меньшей, чем электроны. Поэтому приближенно мы можем считать, что на границах плазмы ионы следуют максвелловскому распределению с температурой  $T_p = \frac{T_e}{2}$ . Однако, нужно помнить, что ионы попадают в слой, ограничивающий плазму, двигаясь к нему из центра плазмы, тогда как электроны, обладающие настоящим максвелловским распределением, движутся по всем направлениям, отражаясь от отрицательно заряженных областей в слое.

Принимая во внимание эти факты,<sup>5, 9</sup> было показано, что отношение плотности тока положительных ионов к плотности электронного тока, приблизительно, равно

$$\frac{I_e}{I_p} = \frac{1}{2} \left( \frac{T_e m_p}{T_p m} \right)^2. \quad (22)$$

Для ртутных паров это дает:

$$\frac{I_e}{I_p} = 429. \quad (23)$$

Средняя величина этого отношения, полученная экспериментально, равнялась  $411 \pm 17$ .

Пользуясь измерениями, определяющими  $I_e$  и  $T_e$ , можно вычислить плотность электронов и ионов в плазме, согласно уравнению

$$n_e = 4,03 \cdot 10^{13} \frac{I_e}{T_e^{\frac{1}{2}}}, \quad (24)$$

эквивалентному уравнению (15).

### Поля плазмы

Несмотря на то, что потенциал плазмы не вполне равномерен, падение потенциала от центра к границе слоя равняется всего  $5 \cdot 10^{-5} T_e$  и таким образом обычно меньше 1V. Тем не менее, именно эти поля плазмы сообщают ионам их скорости.

Вблизи центра плазмы имеется максимум потенциала, в остальной же части плазмы потенциал меняется, приблизительно, пропорционально квадрату расстояния от этого центрального места, где потенциал имеет максимум.

Согласно уравнению Больцмана, примененному к полю плазмы, плотность электронов очень незначительно уменьшается при увеличении этого радиального расстояния. Плотность же ионов значительно более равномерна и не подвергается влиянию факторов, входящих в уравнение Больцмана. В результате, вблизи стенок трубки плотность электронов уменьшается значительно быстрее, чем плотность ионов, вследствие чего создается относительно большой положительный объемный заряд. Это вызывает быстрое возрастание потенциала с увеличением радиального расстояния, вследствие чего плотность электронов уменьшается практически до нуля. Переход от плазмы к слою хотя и непрерывен, но совершается в пределах относительно небольшого расстояния, так что для практических целей мы можем считать эти области резко отделенными одна от другой.

### Свойства слоя положительных ионов

Если бы стеклянные стенки трубки, содержащей плазму, имели такой же потенциал, как сама плазма, то ток электронов на стенки был бы по уравнению (23) в сотни раз больше, чем ток положительных ионов.

В действительности в устойчивом состоянии количество положительных и отрицательных зарядов, достигающих изолированной стенки, должно быть одинаковым. Поэтому,

чтобы сделать эти токи одинаковыми, стенки должны настолько отрицательно зарядиться, чтобы отбрасывать почти все электроны обратно в плазму. Вследствие этого стенки покрываются слоем положительных ионов. Падение потенциала в этом слое может быть вычислено при помощи уравнения Больцмана (16).

В виду того, что температура распределения электронов одинакова на всем протяжении плазмы, плотность тока, преодолевающего замедляющее поле слоя, пропорциональна плотности электронов  $n_e$ , так что уравнение (16) можно написать так:

$$I = I_0 e^{\frac{V_e}{kT_e}}. \quad (25)$$

В случае ртутных паров плотность электронного тока  $I_e$ , достигающего стенки, равная  $I_p$ , равняется, таким образом, приблизительно,  $\frac{1}{429} I_0$ , где  $I_0$  плотность электронного тока в плазме около границы слоя.

Отсюда падение потенциала в слое

$$V_0 = -\frac{6,06}{11,600} T_e. \quad (26)$$

Следовательно, если  $T_e = 25\,000^\circ$ , то стенки, примерно, на 13 В отрицательнее границы плазмы.

Условия внутри слоя положительных ионов весьма сходны с обычным термоионным разрядом.

Ионы движутся радиально из плазмы к границе слоя, обладая обычно энергиями меньше одного вольта. Внутри слоя они, однако, подвергаются воздействию сильных электрических полей, быстро ускоряющих их движение к стенкам.

Таким образом, очевидно, уравнение объемного заряда (5) применимо к токам положительных ионов, текущих через эти слои. Если мы не хотим пренебречь влиянием начальных скоростей, с которыми ионы попадают в слой, мы можем воспользоваться уравнением (7). В этом уравнении тогда  $T$  можно принять равным  $\frac{1}{2} T_e$ ;  $V$  — падению напряжения в слое, а  $I$  равно  $I_p$ , плотности тока положительных ионов, движущихся из плазмы в ампер·см<sup>2</sup>. Мы можем, таким образом, по уравнению (5) или (7) вычислить толщину слоя. Чем больше плотность тока положительных ионов, тем тоньше делается слой.

#### ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДОВ К ИССЛЕДОВАНИЮ РАЗРЯДОВ

Если часть стеклянной стенки, окружающей плазму, заменить металлическим электродом или зондом, то легко

можно измерить количество положительных ионов, достигающих стенки.<sup>11</sup> Когда этот зонд делается отрицательным по отношению к плазме, то электроны отталкиваются, и к зонду течет ток положительных ионов плотности  $I_p$ . Если отрицательный потенциал достаточно велик, то электроны совсем не попадают на зонд. Это имеет место, когда потенциал зонда на  $-5$  или  $-10$  В выше относительно окружающей его плазмы.

Опыт показывает, что когда все электроны отталкиваются, ток на плоский зонд почти не зависит от приложенного напряжения, и, таким образом, можно точно измерить  $I_p$ . Так, например, в случае плоского квадратного зонда со стороной в  $1,9$  см, находящегося в соприкосновении со стенкой трубки, при токе в  $2$  А в парах ртути и давлении в  $0,025$  мм, напряжение  $E$  и ток  $i$  на зонд были следующие:

| $E$<br>Вольты | $i$<br>Миллиамперы |
|---------------|--------------------|
| — 80          | — 2,87             |
| — 50          | — 2,57             |
| — 30          | — 2,64             |

Незначительное изменение тока с напряжением объясняется краевыми эффектами. При изменении напряжения толщина слоя на зонде меняется, тогда как слой на окружающих стеклянных стенках остается без изменения. Поэтому граница слоя вдоль краев зонда искривлена. Посредством введенных формул<sup>11</sup> можно вычислить поправки на краевые эффекты для квадратных и дискообразных зондов. Это явление можно, однако, устранить, окружая зонд защитным кольцом, которое поддерживается при том же потенциале и измеряет ток только на внутренний зонд.

В случае ртутных паров было найдено, что эти токи положительных ионов остаются постоянными до отрицательных напряжений в  $1200$  В.

Если постепенно повышать потенциал зонда (т. е. понижать его отрицательный потенциал) до тех пор, пока он уже не сможет отбрасывать все электроны плазмы, ток на зонде не остается постоянным, а уменьшается от значения соответствующего  $I_p$ , потому что теперь на зонд попадают как положительные ионы, так и электроны. При дальнейшем повышении потенциала ток проходит через нуль, меняет свой знак и возрастает. По этим приращениям электронного тока можно измерить плотность электронного тока  $I_e$ , преодолевающего отрицательный потенциал зонда.

Из уравнения (25) видно, что логарифм  $I_e$  должен линейно зависеть от напряжения  $V$  и что наклон прямой, изображающей зависимость  $\ln I_e$  от  $V$ , равен

$$\frac{e}{kT_e} = \frac{11606}{T_e}.$$

В опытах, проделанных при самых разнообразных условиях, всегда (даже при тысячекратном увеличении  $I$ ) график зависимости  $\ln I_e$  от  $V$  представлял собой прямую линию. Этими графиками было установлено, что почти во всех случаях электроны в плазме обладают максвелловским распределением скоростей; более того, это распределение поддерживается несмотря на то, что стенки все время поглощают наиболее быстрые электроны, так что нарушенное равновесие восстанавливается с поразительной быстротой.<sup>12</sup>

В случае разряда в парах ртути, температуры электронов  $T_e$ , определяемые по наклону этих полулогарифмических прямых, заметно уменьшаются с увеличением давления, но почти не зависят от разрядного тока. Средние значения таковы:

| Давление  | $T_e$     |
|-----------|-----------|
| 1,05 бар  | 25 000° K |
| 3,7 бар   | 18 500° K |
| 33,0 бара | 8 900° K  |

### Свойство слоя электронов

Если потенциал зонда повысить настолько, чтобы он стал равным потенциалу плазмы, то слой положительных ионов исчезнет, и электронные токи, получаемые зондом, в среднем, в 400 раз превысят (для ртутных паров) токи положительных ионов  $I_p$ , получаемых при высоких отрицательных напряжениях. До этого напряжения полулогарифмические кривые  $I_e$  представляют собой прямые линии. Если, однако, еще дальше увеличивать напряжение на зонде, то  $I_e$  стремится стать постоянным, так как на зонд попадают все электроны, приходящие к нему из плазмы. Влияние увеличения напряжения сверх этой точки сказывается в отбрасывании положительных ионов назад в плазму и в образовании на зонде слоя электронов, внутри которого текут только электронные токи. Следовательно, толщина слоя может быть вычислена по уравнению объемного заряда (5) или (7). Однако напряжение не может расти очень далеко без того, чтобы не разогнать электроны в слое настолько, что произойдет дополнительная ионизация; электронный слой при этом будет пробит, и к зонду сможет течь значительно больший ток.

Характерной чертой этих вольтамперных характеристик является то, что в графике  $\ln I_e$  относительно  $V$  имеется довольно резкий излом, когда зонд имеет такой же потенциал, как и плазма. Положение излома позволяет точно определить потенциал пространства около зонда.

### ТЕОРИЯ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Применим эти воззрения к исследованию типичных свойств разрядов при низких давлениях, когда, например, ток в 0,1 А или более проходит через цилиндрическую трубку, наполненную неоном или парами ртути.

Всякий разряд определяется большим количеством переменных. Мы можем принять некоторые из них за независимые переменные, а другие за зависимые переменные. Так, например, если разряд происходит при данном токе в газе при определенных давлениях и температуре, в трубке данного диаметра, то мы можем рассматривать эти переменные как независимые. Фиксируя их значение, мы тем самым однозначно определяем параметры разряда. Нам нужно вычислить следующие пять зависимых переменных: плотность электронов  $n_0$  на оси трубки; температуру электронов  $T_e$ ; плотность тока положительных ионов  $I_p$ , достигающих стенки трубки; количество ионов  $\lambda$ , образуемых одним электроном в одну секунду, и градиент потенциала  $\frac{dV}{dx}$  вдоль оси трубки. Для определения этих пяти неизвестных количеств нам нужно пять уравнений. На основании изложенных выше соображений можно видеть, что, по крайней мере, формально мы можем дать пять уравнений, необходимых для определения этих неизвестных. Эти пять уравнений следующие.

1) Уравнение равновесия плазмы [(уравнение (19) или (22)].

2) Уравнение тока ионов. Полный ток ионов, достигающих стенок, равен полному числу ионов, образующихся в плазме, так как рекомбинация ничтожна.

Это уравнение можно выразить так:

$$I_p = h_0 e a n_0 \lambda, \quad (27)$$

где  $h_0$  численно равно 0,350 для цилиндрической плазмы, когда в любой точке количество образованных ионов пропорционально плотности электронов.

3) Уравнение образования ионов. Киллиан<sup>13</sup>, а также Тонкс и Лэнгмюр<sup>9</sup> показали, что образование ионов в ртутном разряде происходит в результате ионизации быстрыми электронами, которые всегда имеются в обычном максвелловском распределении с температурой  $T_e$ .

Таким путем были получены уравнения для вычисления скорости образования ионов  $\lambda$ .

4) Уравнение подвижности. Уравнение подвижности Ланжевена дает для средней направленной скорости выражение, в которое входит давление газа, градиент потенциала и температура электронов. Таким путем получено

уравнение, куда входят все эти количества вместе с плотностью электронов  $n_0$ .

5) Уравнение баланса энергии. Общее количество энергии, подводимое к разряду, должно равняться суммарным потерям. В случае разряда в парах ртути около одной трети энергии идет на образование положительных ионов и электронов, рекомбинирующих на стенках. Остальная энергия, вероятно, большей частью уходит из разряда в виде излучения, часть которого проходит через стекло, в то время как значительное количество ультрафиолетового света не пропускается стеклом. В настоящее время еще не вполне известны факторы, входящие в уравнение баланса энергии.

При помощи этих пяти уравнений можно теоретически определить все параметры разряда и, таким образом, объяснить, при наших современных знаниях о данных явлениях, главные свойства разряда.

#### ОТНОШЕНИЕ НАПРАВЛЕННОГО ТОКА

$$\text{К БЕСПОРЯДОЧНОМУ} \quad \frac{I_a}{I_c}$$

Из изложенной теории разряда при низком давлении видно, что отношение направленного тока к беспорядочному, при любых заданных условиях, имеет определенное значение, причем это отношение постоянно по всей длине разряда.

Если разряд происходит в трубке с разными поперечными сечениями, то плотность направленного тока должна изменяться обратно пропорционально поперечному сечению трубки, так как общий направленный ток должен оставаться постоянным.

Такие же изменения должны происходить с беспорядочным током  $I_c$ . Таким образом в соседних точках области, где происходит резкое изменение диаметра трубки, будут разные  $n_0$ , что вызовет, согласно уравнению Больцмана, появление соответствующей разности потенциалов. Если на катодном конце сужения трубки плотность беспорядочного электронного тока, движущегося к сужению, недостаточна для того, чтобы подвести направленный ток к этой области, то вблизи сужения произойдет увеличение градиента потенциала, отчего электроны будут разгоняться до таких скоростей, что смогут образовывать новые ионы. В результате в разряде возникает двойной слой, в котором падение потенциала, приблизительно, соответствует ионизационному потенциалу. Это вызовет появление свечения, похожего на свечение головы положительного столба в обычном разряде при низком давлении.

На анодном конце сужения плотность электронов в узкой части в несколько раз больше плотности в смежной широкой части. Следовательно, согласно уравнению Больцмана, образуется земедляющее поле в несколько вольт, соответствующее этой разности плотностей. Вследствие избытка в этой области быстрых электронов, в количестве большем, чем нужно для сохранения постоянного отношения  $\frac{I_a}{I_c}$ , появляется тенденция к уменьшению температуры электронов; ионизация начинает происходить в меньших размерах, свечение уменьшается, и эта область кажется в виде темного пространства. Можно считать, что это совершенно аналогично фарадееву темному пространству в обычных разрядах. Действительно, подобное темное пространство легко создать искусственно при помощи эмиссии электронов, введя в плазму отрицательно заряженную накалившую нить. Темное фарадеево пространство может поэтому рассматриваться как область, в которой отношение  $\frac{I_a}{I_c}$  меньше нормального значения, необходимого для поддержания положительного столба.

Катодное или кружково темное пространство в обычном разряде при низком давлении представляет собой просто слой положительных ионов, в который, благодаря отрицательно заряженному катоду, не могут проникать электроны из плазмы.

Уравнения объемного заряда применимы, однако, к катодному темному пространству в качестве весьма грубого приближения, так как не все ионы приходят от границы темного пространства, а многие из них образуются внутри самого слоя быстрыми электронами, вылетающими из катода. То обстоятельство, что этими электронами переносится значительная часть тока, также препятствует точному применению уравнения объемного заряда.

Катодное свечение благодаря присутствию множества быстрых электронов, вылетающих из катода, является областью, где очень велика плотность и температура электронов  $T_e$ . Вследствие этой избыточной ионизации отношение  $\frac{I_a}{I_c}$  очень мало, поэтому катодное свечение сопровождается темным фарадеевым пространством. Когда это отношение падает ниже нормального, ионы уже не образуются в количестве, удовлетворяющем уравнению равновесия плазмы. В результате, в начале положительного столба образуется поле, ускоряющее электроны и образующее требуемое количество ионов.

Если ионов образуется больше, чем требуется для удо-

влетворения данных уравнений, то возникает слоистый разряд и мы получаем последовательность фарадеевых темных пространств, чередующихся с „головами“ положительных столбов. Если, однако, условия таковы, что вследствие двойного слоя, количество ионов, образовавшихся в начале положительного столба, более подходят под требования уравнений, то образуется однородный положительный столб. Если анод настолько больших размеров, что его площадь, умноженная на  $I_c$ , больше направленного тока, то обычно появляется небольшое отрицательное анодное падение, порядка одного вольта. Если же анод очень мал, так что попадающий на него беспорядочный ток недостаточен для подведения тока, требуемого внешним контуром, то мы имеем условия, сходные с теми, которые существуют в начале страт, так как возникает двойной слой, и внутри первой плазмы образуется вторая. При этом у анода возникает шарообразное анодное свечение.

Таким образом соображения о величине отношения  $\frac{I_a}{I_c}$  помогают уяснить, по крайней мере с качественной стороны, важнейшие свойства разрядов при низких давлениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. I. Langmuir, «Phys. Rev.», 2, 450, 1913.
2. I. Langmuir and K. T. Compton, «Rev. of Modern Phys.», 3, 191—257, 1931; см. стр. 237 и след.
3. I. Langmuir, «Phys. Rev.», 21, 419 1923; см также ссылку 2, стр. 239 и след.
4. I. Langmuir and K. T. Blodgett, «Phys. Rev.», 22, 347, 1923; 23, 49, 1924; см. также ссылку 2, стр. 245 и след., где приведены графики функций  $\alpha$  и  $\beta$ , входящих в формулы.
5. I. Langmuir, «Phys. Rev.», 33, 954, 1929; см. стр. 961.
6. K. T. Compton and I. Langmuir, «Rev. of Modern Phys.», 2, 123—242, 1930; см. табл. 2 стр. 127 (русский перевод см. «Успехи физических наук», XI, 1, 2, и 3, 1931 г.
7. I. Langmuir, «Proc. Nat. Acad. Sci.», 14, 627, 1928.
8. L. Tonks and I. Langmuir, «Phys. Rev.», 33, 195, 1929; см. ссылку 6, стр. 239.
9. L. Tonks and I. Langmuir, «Phys. Rev.», 34, 876—922, 1929.
10. L. Tonks, H. Mott-Smith, I. Langmuir, «Phys. Rev.», 28, 104, 1926; см. стр. 120—123.
11. I. Langmuir and H. M. Mott-Smith, «G. E. Rev.», 27, 449, 538, 616, 762, 1924.
12. I. Langmuir, «Phys. Rev.», 26, 585, 1925; см. стр. 586—592; более подробно см. ссылку 9.
13. T. J. Killian, «Phys. Rev.», 35, 1238, 1930.