

очень скоро, столкнувшись с нейтральной частицей, «прилипает» к ней, образуя отрицательный ион, подвижность которого почти равна подвижности положительного иона. В особенности быстро процесс «прилипания» электронов должен происходить в газах, атомы которых обладают большим сродством к электрону. Таковым является, например, кислород, от ничтожных примесей которого вообще трудно избавиться. При рассмотрении влияния всех этих процессов на подвижность ионов необходимо иметь в виду, что измерение дает некоторую среднюю подвижность, которая, конечно, зависит от соотношения между числом быстрых и медленных ионов. Так же объясняется и влияние напряженности поля E на величину подвижности отрицательных ионов. Дело в том, что с увеличением напряженности электрического поля возрастает скорость электрона, вследствие чего уменьшается вероятность прилипания его к нейтральным частицам. Благодаря этому средняя подвижность отрицательного иона возрастает. Для положительного иона это произойти не может, так как он образуется уже в первый момент ионизации и в дальнейшем не меняет свою массу. В этом случае подвижность не должна зависеть от напряженности поля.

§ 115. Теория Таунсенда

1. До сих пор принималась во внимание только ионизация газа внешним ионизатором, но не учитывалась возможность ионизации при столкновениях ионов и электронов с нейтральными атомами и молекулами. Так можно поступать только в случае сравнительно слабых электрических полей, когда кинетическая энергия eEl , накопленная электроном (или ионом) на длине свободного пробега l , меньше энергии ионизации \mathcal{E}_i и, следовательно, при столкновениях с нейтральными частицами электроны лишь изменяют *направление движения (упругое рассеяние)*. Не так будет в сильных полях, когда $eEl > \mathcal{E}_i$. Тогда столкновения электронов с нейтральными частицами могут сопровождаться ионизацией последних. Ионизация может происходить и тогда, когда $eEl < \mathcal{E}_i$, где \bar{l} — средняя длина свободного пробега электрона. Действительно, среди электронов найдутся и такие, у которых $l > \bar{l}$, так что для них условие $eEl > \mathcal{E}_i$ будет выполняться.

Допустим теперь, что под влиянием внешнего ионизатора или вследствие какой-либо другой причины у катода возник свободный электрон. Ускоренный электрическим полем, электрон ионизует атом при столкновении с ним. Вместо одного электрона становится два. После ускорения в электрическом поле они ионизуют два атома, а число электронов увеличивается до четырех и т. д. В результате по мере продвижения к аноду число электронов будет лавинообразно нарастать. Этот процесс называется *электронной*

лавинной. Каждая ионизация атома сопровождается не только освобождением нового электрона, но и появлением положительного иона, а ионы также могут ионизовать газ.

2. Для количественной характеристики ионизирующей способности электронов и ионов Таунсенд (1868—1957) ввел два «коэффициента ионизации» α и β . Первый из них определяется как среднее число ионов одного знака, производимое электроном на единице длины своего пути. Такой же смысл имеет коэффициент β , характеризующий ионизирующую способность положительных ионов. Коэффициент ионизации электронами α значительно превосходит коэффициент ионизации положительными ионами β .

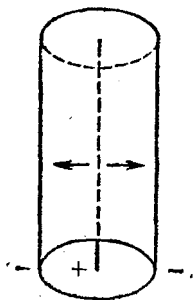


Рис. 280.

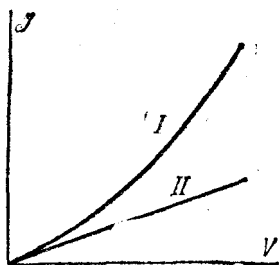


Рис. 281.

Следующий классический опыт Таунсенда доказывает это утверждение. Берется ионизационная камера в виде цилиндрического конденсатора, внутренним электродом которого служит тонкая металлическая нить (рис. 280). Между нитью и наружным цилиндром конденсатора прикладывается разность потенциалов V , достаточная для того, чтобы в объеме камеры происходила ударная ионизация газа. Последняя практически будет происходить лишь вблизи нити, где электрическое поле очень сильное. Допустим, что на нить подан положительный потенциал. Тогда к нити устремятся электроны и будут вблизи нее ионизовать газ. Положительные же ионы, устремляясь к наружному цилиндру, пройдут через область слабого поля и практически никакой ионизации не вызовут. Изменим теперь полярность напряжения V , не меняя его величину. Тогда роли положительных и отрицательных ионов поменяются местами. К нити устремятся положительные ионы, и ионизация в камере будет возбуждаться практически только ими. Опыт показывает, что в первом случае ионизационный ток больше и быстрее растет с напряжением V , чем во втором (на рис. 281 кривая I относится к случаю, когда внутренний электрод положителен, а кривая II — к случаю, когда он отрицателен).

Из изложенного следует, что *главную роль играет ионизация ударами электронов, по сравнению с которой ионизацией положительными ионами во многих случаях можно пренебречь.*

3. Перейдем теперь к изложению теории Таунсенда прохождения электрического тока через газ. В ней учитывается ударная ионизация атомов и молекул газа электронами и положительными ионами. Для простоты электроды разрядной трубки будем считать плоскими. Рекомбинацией ионов и электронов пренебрежем, предполагая, что за время прохождения между катодом и анодом эти частицы рекомбинировать не успевают. Кроме того, ограничимся стационарным режимом, когда все величины, характеризующие разряд, не зависят от времени.

Поместим начало координат на поверхности катода K , направив ось X в сторону анода A (рис. 282). Пусть $n_e(x)$ и $n_p(x)$ — концентрации электронов и положительных ионов, а v_e и v_p — их средние дрейфовые скорости (по абсолютной величине). Возьмем в газе бесконечно тонкий плоский слой, параллельный плоскостям анода и катода, и выделим на нем единичную площадку.

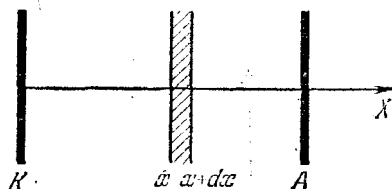


Рис. 282.

Через эту площадку слева в слой ежесекундно входит $n_e(x) v_e(x)$ электронов, а справа выходит $n_e(x+dx) v_e(x+dx)$. В объеме dx слоя из-за ионизации электронами ежесекундно возникает $\alpha n_e v_e dx$ электронов и столько же положительных ионов. Аналогично из-за ионизации положительными ионами образуется $\beta n_p v_p dx$ электронов и столько же положительных ионов. Наконец, может существовать внешний источник ионизации, создающий ежесекундно q пар ионов в единице объема газа. А так как в случае стационарности процесса число электронов в слое не меняется, то должно выполняться соотношение

$$n_e(x) v_e(x) - n_e(x+dx) v_e(x+dx) + (\alpha n_e v_e + \beta n_p v_p) dx + q dx = 0.$$

Аналогично, для положительных ионов, движущихся от анода к катоду,

$$n_p(x+dx) v_p(x+dx) - n_p(x) v_p(x) + (\alpha n_e v_e + \beta n_p v_p) dx + q dx = 0.$$

Заменяя разности соответствующими дифференциалами и сократив на dx , получим

$$\begin{aligned} -\frac{d(n_e v_e)}{dx} + \alpha n_e v_e + \beta n_p v_p + q &= 0, \\ \frac{d(n_p v_p)}{dx} + \alpha n_e v_e + \beta n_p v_p + q &= 0. \end{aligned} \tag{115.1}$$

Введем плотности электрического тока электронов и положительных ионов:

$$j_e = n_e v_e e, \quad j_p = n_p v_p e, \quad (115.2)$$

где e — абсолютное значение заряда электрона. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{dj_e}{dx} - \alpha j_e - \beta j_p - qe &= 0, \\ \frac{dj_p}{dx} + \alpha j_e + \beta j_p + qe &= 0. \end{aligned} \quad (115.3)$$

Отсюда $\frac{d}{dx}(j_e + j_p) = 0$ и, следовательно,

$$j_e + j_p \equiv j = \text{const}. \quad (115.4)$$

Таким образом, полная плотность электрического тока j остается постоянной на всем протяжении от катода к аноду, как это и должно быть для квазистационарных процессов. Исключив теперь из уравнений (115.3) и (115.4) ток j_p , получим

$$\frac{dj_e}{dx} - (\alpha - \beta) j_e = \beta j + qe. \quad (115.5)$$

Оба коэффициента ионизации α и β зависят не только от рода газа, но также от давления и напряженности электрического поля. Давление газа \mathcal{P} постоянно по всей длине разрядной трубки. Что касается поля E , то из-за наличия пространственных зарядов оно неоднородно, т. е. зависит от x . Благодаря этому коэффициенты α и β также зависят от x . Однако Таунсенд при интегрировании уравнений (115.3) ввел упрощающее предположение, приняв, что эти коэффициенты постоянны на протяжении всей длины трубки. Они могут измениться только при изменении напряжения на трубке (т. е. поля E). Такое упрощение означает, что поле E считается однородным во всем объеме разрядной камеры. Это может выполняться для сравнительно слабых токов, когда пространственные заряды, возникающие в объеме камеры, незначительны. Поэтому теория Таунсенда применима лишь к начальной стадии разряда, когда последнее условие может считаться выполненным. Разряд, для которого это условие выполняется, называется таунсендовским. Пренебрежение пространственными зарядами — существенный недостаток теории Таунсенда.

Предполагая α , β и q постоянными и интегрируя уравнение (115.5), находим j_e , а затем и j_p :

$$\begin{aligned} j_e &= C e^{(\alpha-\beta)x} - \frac{\beta j + qe}{\alpha - \beta}, \\ j_p &= -C e^{(\alpha-\beta)x} + \frac{\alpha j + qe}{\alpha - \beta}, \end{aligned} \quad (115.6)$$

где C — постоянная интегрирования. Она найдется из граничных условий, которые должны выполняться на электродах.

4. Чтобы написать эти граничные условия, найдем сначала ток электронов и ток ионов, производимых объемным ионизатором. Число таких электронов, производимых во всем объеме камеры в одну секунду, будет Slq , а заряд, который они несут (по абсолютной величине), $Slqe$, где S — площадь поперечного сечения камеры, l — ее длина. Разделив на S , найдем для плотности электронного тока lqe . Такова же будет плотность электрического тока, создаваемого положительными ионами. На аноде это и будет полная плотность тока положительных ионов. Таким образом, граничное условие на аноде имеет вид

$$j_p^{(a)} = ql e, \quad (115.7)$$

где индекс a означает, что соответствующая величина берется на поверхности анода. Индекс k , вводимый ниже, означает то же самое для катода.

Напишем теперь граничное условие на поверхности катода. Предположим, что имеется внешний источник, создающий поверхностную ионизацию на катоде. Это могут быть рентгеновские или ультрафиолетовые лучи, освещающие поверхность катода. Это может быть высокая температура, при которой происходит термоэлектронная эмиссия. Обозначим через N число электронов, выходящих ежесекундно с единицы поверхности катода благодаря действию поверхностного ионизатора. Они вносят в плотность электронного тока слагаемое Ne . К нему надо добавить плотность электронного тока, создаваемого объемным ионизатором, а также плотность тока, создаваемого электронами, вырывающимися из катода положительными ионами (вторичная эмиссия). На единицу площади катода падает ежесекундно $j_p^{(k)}/e$ положительных ионов. Обозначим через γ среднее число электронов, вырывающихся из катода одним положительным ионом. Тогда с единицы поверхности катода будет вырываться ежесекундно $\gamma j_p^{(k)}/e$ электронов, которые создадут электронный ток $\gamma j_p^{(k)}$. Заметим, что на границе катода с газом эмиссия электронов может происходить не только в результате ударов положительных ионов, но и в результате фотоэффекта и ударов других частиц. Но мы вместе с Таунсендом отвлечемся от этого обстоятельства и для простоты будем считать, что эмиссия электронов с катода вызывается только ударами положительных ионов. При таком упрощении полная плотность электронного тока у катода будет

$$j_e^{(k)} = Ne + ql e + \gamma j_p^{(k)}. \quad (115.8)$$

Это и есть граничное условие на поверхности катода.

Из (115.6) находим

$$\begin{aligned} j_e^{(k)} &= C - \frac{\beta j + qe}{\alpha - \beta}, \\ j_p^{(k)} &= -C + \frac{\alpha j + qe}{\alpha - \beta}, \\ j_p^{(a)} &= -Ce^{(\alpha - \beta)l} + \frac{\alpha j + qe}{\alpha - \beta}. \end{aligned}$$

После подстановки этих значений в (115.7) и (115.8) получим систему уравнений

$$\begin{aligned} Ce^{(\alpha - \beta)l} - \frac{\alpha}{\alpha - \beta} j &= qe \left(\frac{1}{\alpha - \beta} - l \right), \\ (1 + \gamma) C - \frac{\beta + \gamma\alpha}{\alpha - \beta} j &= \left[N + ql + \frac{(1 + \gamma)q}{\alpha - \beta} \right] e, \end{aligned} \quad (115.9)$$

из которой находим

$$j = \frac{A - Be^{(\alpha - \beta)l}}{\Delta}, \quad (115.10)$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned} A &= (1 + \gamma) [1 + l(\alpha - \beta)] qe, \\ B &= (Ne + ql)e(\alpha - \beta) + (1 + \gamma) qe, \\ \Delta &= (\beta + \gamma\alpha) e^{(\alpha - \beta)l} - (1 + \gamma)\alpha. \end{aligned} \quad (115.11)$$

Рассмотрим несколько частных случаев.

Допустим, что внешняя ионизация — чисто поверхностная ($q = 0$). Пренебрежем ионизацией положительными ионами ($\beta = 0$), а также вторичной эмиссией с катода ($\gamma = 0$). Тогда

$$j = Ne \exp(\alpha l). \quad (115.12)$$

В случае объемной ионизации ($N = 0$) в тех же предположениях ($\beta = \gamma = 0$)

$$j = qle \left\{ \left(1 + \frac{1}{\alpha l} \right) \exp(\alpha l) + \left(1 - \frac{1}{\alpha l} \right) \right\}. \quad (115.13)$$

Учтем теперь ионизацию положительными ионами, но пренебрежем вторичной эмиссией на катоде ($\gamma = 0$). Тогда для случая поверхностной внешней ионизации ($N \neq 0$, $q = 0$) получим

$$j = \frac{(\alpha - \beta) Ne}{\alpha - \beta \exp\{(\alpha - \beta)l\}} \exp\{(\alpha - \beta)l\}. \quad (115.14)$$

Ионизации положительными ионами Таунсенд первоначально придал большое значение, так как он убедился на опыте, что формула (115.14) правильно передает зависимость ионизационного тока от длины разрядной трубки l . Напротив, формула (115.12) согласовывалась с опытом лишь при малых значениях l , а при больших l давала большие ошибки.

5. Из формулы (115.10) видно, что при $\Delta \neq 0$ конечный ионизационный ток получается лишь при наличии внешних ионизаторов. В этом случае разряд остается *несамостоятельным*. Не то будет, когда знаменатель Δ обращается в нуль. С точностью до множителя $(\alpha - \beta)$ величина Δ представляет собой определитель, составленный из коэффициентов левых частей системы уравнений (115.9). Для того чтобы при $\Delta = 0$ указанная система имела нетривиальные решения ($C \neq 0, j \neq 0$), необходимо, чтобы обращались в нуль ее правые части. Это будет всегда, когда $q = N = 0$, т. е. когда нет внешних ионизаторов. Вспомним, что коэффициенты α, β и γ зависят от напряженности электрического поля E . С увеличением E ионизационный ток j растет. При некотором значении поля Δ обращается в нуль. Если убрать внешние ионизаторы, то в этом случае ток через газ все же будет идти. Разряд становится *самостоятельным*. При выполнении условия

$$\Delta \equiv (\beta + \gamma\alpha) e^{(\alpha-\beta)l} - (1 + \gamma)\alpha = 0, \quad (115.15)$$

согласно теории Таунсенда, происходит *пробой газа*, или *зажигание газового разряда*. Конечно, для зажигания разряда, т. е. развития электронных и ионных лавин, необходимо наличие в газе какого-то минимального начального количества электронов или ионов. Но таковые всегда имеются в газе, хотя бы и в ничтожных количествах. Однако изложенная теория не позволяет проследить процесс перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный, так как она была развита только для процессов, не меняющихся во времени.

§ 116. Закон Пашена

1. Исследуем теперь зависимость коэффициентов ионизации α и β от напряженности электрического поля E и давления газа p . Для определенности будем иметь в виду электроны. Примем вместе с Таунсендом, что при каждом столкновении электрон теряет скорость, которую он приобрел в электрическом поле. Чтобы электрон мог ионизовать газ, он должен на пути свободного пробега x приобрести энергию, не меньшую энергии ионизации, т. е. величина x должна удовлетворять условию $xE \geq V_i$, где V_i — потенциал ионизации. Примем, что все такие электроны ионизуют газ. Возьмем пучок из N_0 электронов, которые начали двигаться в электрическом поле E с нулевой начальной скоростью. Как известно из кинетической теории газов (см. т. II, § 88), среднее число электронов, проходящих путь x без столкновений, будет $N = N_0 e^{-x/\bar{l}}$, где \bar{l} — средняя длина свободного пробега электрона. Если взять $x = V_i/E$, то, согласно нашему предположению, все такие электроны будут ионизовать газ. На пути l см электрон испытывает в среднем l/\bar{l} столкновений, так что на этом пути все N электронов вызовут