

тем самым электрод A и нить электрометра от земли. Теперь ионы будут заряжать пластину A , и отклонение нити начнет увеличиваться. Пусть V — потенциал нити, который она приобретет за время t с момента размыкания ключа K . Тогда количество электричества, натекшего в систему за это время, будет $Q = CV$, где C — емкость конденсатора AB , нити и подводящих проводов. Средний ток за время t определится выражением

$$\mathcal{I} = \frac{Q}{t} = C \frac{V}{t}.$$

Допустим, например, что $C = 25$ см и электрометр зарядился до $0,1 \text{ В} = 1/3000$ СГСЭ-ед. за 25 с. Тогда $\mathcal{I} = 1/3000$ СГСЭ-ед. $\approx 10^{-13}$ А. Основной недостаток рассматриваемого метода состоит в том, что он дает лишь среднюю силу тока за время наблюдения t .

Метод постоянного отклонения (рис. 274). Этот метод применяется, когда ионизационный ток не слишком мал. От предыдущего метода он отличается тем, что между проводом, соединяющим электрод A с нитью, и землей включено высокоомное известное сопротивление R . Через это сопротивление во все время ионизации течет ток \mathcal{I} . Вследствие этого на сопротивлении R существует падение напряжения $V = \mathcal{I}R$. Если с помощью ключа K нить отключить от земли, то электрометр покажет напряжение V . После этого ионизационный ток найдется по формуле $\mathcal{I} = V/R$. Преимущество описанного метода состоит в том, что благодаря практической безынерционности нити он позволяет определить не только среднее, но и мгновенное значение тока \mathcal{I} . Недостаток же заключается в трудности точного измерения высокоомного сопротивления R .

§ 112. Несамостоятельная проводимость газов

1. Переходя к рассмотрению токов в газах, будем считать для простоты, что ток течет между двумя плоскими электродами, заряженными противоположно. Направление от положительного электрода к отрицательному примем за ось X . Как и в электролитах, плотность электрического тока определяется выражением

$$j = n^+ e^+ u^+ + n^- e^- u^- - e^+ D^+ \frac{\partial n^+}{\partial x} - e^- D^- \frac{\partial n^-}{\partial x}, \quad (112.1)$$

где сохранены все прежние обозначения. Первые два члена обусловлены движением ионов под действием электрического поля E , последние два — диффузией ионов. Введем подвижности b^+ и b^- газовых ионов и предположим, что заряды положительных и отрицательных ионов по абсолютной величине одинаковы ($e^+ = -e^- = e$). Кроме того, будем считать одинаковыми концентрации ионов обоих знаков ($n^+ = n^- = n$). Если концентрация одна и та же по всему объему камеры, в которой течет ток, то диффузионного тока не будет, и можно написать

$$j = ne (b^+ + b^-) E. \quad (112.2)$$

Предположим, что ионы образуются в камере исключительно под действием внешнего ионизатора. В таком случае газовый разряд и соответствующая ему проводимость газа называются *несамостоятельными*. Не имеет значения, является ли ионизация объемной или поверхностной. Пусть в единице объема газа ежесекундно

образуется q пар новых ионов. Число ионов, рекомбинирующих за то же время во всем объеме Sl камеры, будет $Sl\alpha n^2$, где S — площадь электрода, а l — длина камеры. При наличии электрического тока убыль ионов будет происходить также за счет ухода их на электроды. Ежесекундно ток уносит на электроды Sj/e пар ионов. Поэтому вместо уравнения баланса (109.1) теперь следует писать

$$\frac{d(Sln)}{dt} = Slq - Sl\alpha n^2 - \frac{Sj}{e},$$

или после сокращения

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \frac{j}{el}. \quad (112.3)$$

Для стационарных токов

$$q = \alpha n^2 + \frac{j}{el}. \quad (112.4)$$

2. Рассмотрим решение последнего уравнения в двух предельных случаях.

Во-первых, предположим, что плотность тока j настолько мала, что членом $j/(el)$ можно пренебречь по сравнению с αn^2 . Тогда $n = \sqrt{q/\alpha} = \text{const}$ и формула (112.2) дает

$$j = e \sqrt{q/\alpha} (b^+ + b^-) E,$$

т. е. плотность тока j пропорциональна электрическому полю E . Такой случай имеет место при малых E . Таким образом, в слабых электрических полях выполняется закон Ома.

Во-вторых, предположим, что концентрация ионов n мала. Тогда можно пренебречь рекомбинацией, поскольку рекомбинационный член αn^2 квадратичен по n . В этом приближении $j = qle$, т. е. ток не зависит от приложенного напряжения. Этот результат справедлив в случае сильных электрических полей. Он объясняется тем, что за время, требующееся иону, чтобы пролететь в сильном поле E от одного электрода к другому, ионы не успевают сколько-нибудь заметно рекомбинировать. Поэтому все ионы, производимые ионизатором, уходят на электроды. Ежесекундно на электрод поступает заряд $Slqe$. Это и есть сила тока, текущего через газ. Величина $\mathcal{I}_s = Slqe$ называется *током насыщения*, а величина $j_s = qle$ — *плотностью тока насыщения*. Обе эти величины пропорциональны длине ионизационной камеры l , поскольку полное число ионов, производимое ионизатором, также пропорционально l .

При промежуточных значениях напряженности электрического поля зависимость тока от напряжения приобретает сложный характер. Плотность тока j связана с полем E нелинейно, т. е. закон Ома не выполняется.

Эти выводы теории подтверждаются экспериментально. На рис. 275 представлена зависимость тока \mathcal{I} в камере от приложенного напряжения V между электродами. Ионизацию в камере можно создать рентгеновскими лучами, излучением радиоактивных веществ или ультрафиолетовыми лучами, падающими на отрицательный электрод ионизационной камеры. Существенно только, чтобы внешний источник, поставляющий ионы, оставался неизменным ($q = \text{const}$). Участок OA соответствует области применимости закона Ома. На участке AB ток меняется с напряжением нелинейно. Начиная с точки B , ток \mathcal{I} достигает насыщения \mathcal{I}_s и остается постоянным на некотором участке BC . Однако в точке C снова начинается возрастание ионизационного тока, сначала медленное, а затем очень резкое. Это означает, что появился новый, внутренний источник ионов. Если в некоторой точке D убрать внешний источник ионов, то разряд не прекращается. Из несамостоятельного разряд перешел в самостоятельный, когда образование новых ионов происходит в результате внутренних процессов, происходящих в самом газе.

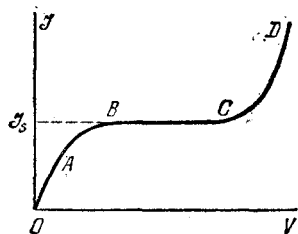


Рис. 275.

3. Рассмотрим еще вопрос о распределении потенциала между электродами. Если между электродами не течет ток, то газ ведет себя как всякий диэлектрик. В газе возникнет однородная электрическая поляризация, но не появится никаких объемных зарядов. Поле E между электродами будет также однородным, а потенциал V будет линейно убывать с расстоянием x от значения V_a на аноде до значения V_k на катоде:

$$V = V_a - \frac{V_a - V_k}{l} x.$$

Не то будет, когда через газ проходит электрический ток. В этом случае у анода появятся избыточные отрицательные заряды, а у катода — положительные. Иначе говоря, возникнут объемные заряды с объемной плотностью $\rho(x)$. В соответствии с уравнением $d^2V/dx^2 = -4\pi\rho$ потенциал V перестанет быть линейной функцией координаты x , а представится некоторой кривой $V = V(x)$. Эта кривая будет обращена выпуклостью вниз, если вторая производная d^2V/dx^2 положительна ($\rho < 0$), и вверх, если эта производная отрицательна ($\rho > 0$). В области, где нет пространственных зарядов, кривая переходит в прямолинейный участок. Изменение потенциала между электродами изображено на схематическом рис. 276 сплошной линией. Пунктирная прямая соответствует распределению потенциала, когда между электродами пространственных зарядов нет. Пространственные заряды заставляют эту прямую изгибаться,

так как отрицательные заряды, появляющиеся у анода, понижают потенциал вблизи этого электрода, а положительные заряды, накапливающиеся у другого электрода, повышают потенциал в окрестности катода. Мы видим, что прохождение тока через ионизованный газ делает падение потенциала вблизи электродов более крутым, а в середине между ними — более пологим. Это означает, что электрическое поле E перестает быть однородным. Оно максимально вблизи электродов и минимально между ними.

Заметим в заключение, что требуется совсем ничтожное нарушение электрической нейтральности газа, чтобы вызвать в нем сильное электрическое поле. Поэтому даже при прохождении электрического тока в газе с высокой степенью точности выполняется равенство концентраций положительных и отрицательных ионов: $n^+ = n^-$. Если это имеет место, то говорят о *квазинейтральности* газа. Квазинейтральный — это такой идеализированный газ, в котором выполнено условие $n^+ = n^-$, хотя и могут существовать какие угодно неоднородные электрические поля. В расчетах пользуются такой идеализацией, несмотря на то что само наличие неоднородности электрического поля невозможно без нарушения равенства $n^+ = n^-$. Положение здесь аналогично тому, что имеет место при рассмотрении упругих деформаций тел. В достаточно твердых телах требуются ничтожные изменения плотности, чтобы возникли большие упругие напряжения. В теории упругости вводят представление об идеально недеформируемых упругих телах, в которых могут возникать сколь угодно большие напряжения, хотя реальной причиной возникновения последних и являются деформации.

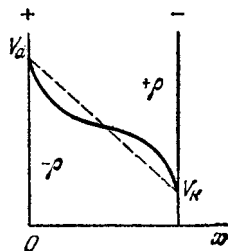


Рис. 276.

§ 113. Измерение коэффициентов рекомбинации

Существует много методов измерения коэффициентов рекомбинации. Опишем три наиболее простых из них.

1. Метод Резерфорда (1897). Этот метод позднее (1900) был усовершенствован Таунсендом. Поток исследуемого газа продувается с постоянной скоростью v через латунную трубу, предварительно пройдя через слой ваты, которой закрыт один из концов трубы (рис. 277). В начальном участке трубы имеется алюминиевое окошко AB , через которое могут проходить рентгеновские лучи. Газ ионизируется рентгеновскими лучами способом, или каким-либо другим. Образующиеся ионы увлекаются струей газа и по пути частично рекомбинируют. На некоторых расстояниях d_1, d_2, d_3, \dots от места ионизации вдоль трубы располагаются тождественные электроды 1, 2, 3 ... Каждый из них поочередно может соединяться с электрометром. При этом все остальные электроды соединяются с трубой, которая в свою очередь соединяется с одним из полюсов батареи, другой полюс которой заземлен. Сначала с электрометром соединяется электрод 1. Тогда между этим электродом и стенками трубы возникает сильное электрическое поле, увлекающее на электрод 1 все проходящие мимо него ионы одного знака. Если n_1 — концентрация пар