

Существует еще один важный вид ионизации газа. Когда электрон или ион, разогнанный действием электрического поля, сталкивается с молекулой, он, не ионизируя ее, может привести ее в «возбужденное состояние» — вызвать некоторое изменение в движении электронов, связанных с молекулой, вибрацию атомных ядер и вообще «поднять молекулу на более высокий энергетический уровень». В следующий момент эта «возбужденная» молекула отдает свою избыточную энергию в форме излучения — испускает фотон. Фотон поглощается какой-либо другой молекулой, которая при этом может ионизироваться. Такая внутренняя *фотонная ионизация* газа благодаря большой скорости распространения излучения приводит к особо быстрому развитию в разрядном промежутке каналов повышенной электропроводности газа.

§ 45. Типы и механизм разряда в газах

Если через какой-либо газ пропускать ток, постепенно меняя вольтаж, то легко заметить, что первоначально при повышении вольтаж то увеличивается, но потом, достигнув предельной величины, приобретает постоянное значение (*ток насыщения*) (рис. 154).

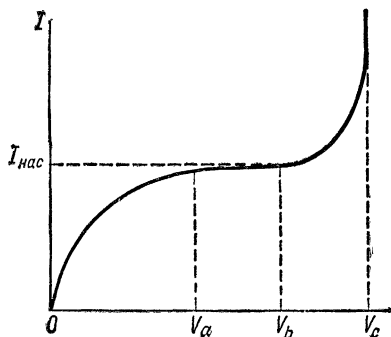


Рис. 154. Зависимость тока в газах от разности потенциалов. В пределах от V_a до V_b наблюдается ток насыщения, при V_c наступает пробой.

Если степень ионизации газа велика, а вольтаж незначителен, то *величина тока будет возрастать* приблизительно пропорционально скорости передвижения свободных ионов к электродам, т.е. пропорционально *произведению подвижности ионов на напряженность поля*. В этом случае удельная электропроводность газа определяется формулой (5), выведенной в § 39. Величина тока пропорциональна числу ионов, достигающих электродов за 1 сек.

При повышении вольтаж в связи с ростом скорости движения ионов число ионов, достигающих электродов за 1 сек., а стало быть, и величина тока возрастают. Но это возрастание может продолжаться только до тех пор, пока число новообразующихся ионов восполняет их убыль. Очевидно, что когда число ионов, достигающих электродов за 1 сек., делается равным числу ионов, образующихся за то же время в газоразрядном промежутке, то дальнейшее возрастание тока окажется невозможным и новое повышение вольтаж уже не изменит этого «тока насыщения». Понятно также, что ток насыщения будет тем больше, чем сильнее ионизирован газ действием ионизатора.

Действительно, допустим, что в газовом промежутке между плоскими электродами ионизатор создает ν пар ионов в 1 сек. (Эту величину называют *активностью ионизатора*.) Число ν' пар ионов, рекомбинирующих в 1 сек. в 1 см^3 , пропорционально концентрации ионов, т. е. $\nu' = an_+n_-$, где a — коэффициент рекомбинации, зависящий от рода и состояния газа. Например, для воздуха при нормальных условиях $a = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$. Когда концентрации n_+ и n_- одинаковы, $\nu' = an^2$. Число пар ионов, уносимых током из каждого кубического сантиметра за 1 сек., $\nu'' = \frac{I}{eSd} = \frac{j}{ed}$, где e — заряд иона, S — площадь каждого из электродов, d — расстояние между ними и j — плотность тока. При установившемся равновесии $\nu = \nu' + \nu''$, или

$$\nu = an^2 + \frac{j}{ed}. \quad (2)$$

Если ток мал ($\frac{j}{ed} \ll an^2$), то $\nu \approx an^2$, т. е. концентрация ионов почти постоянна и зависит только от активности ионизатора. В этом случае удельная электропроводность газового промежутка между электродами определяется, как и для электролитов, формулой (5), поясненной на стр. 187: $\gamma = en(\nu_+ + \nu_-)$, а плотность тока ($j = \gamma E$), поскольку $n = \text{const}$, пропорциональна напряженности поля, а стало быть, она пропорциональна и приложенному к электродам напряжению. На рис. 154 это соответствует начальному почти прямолинейному участку зависимости тока от разности потенциалов.

По мере увеличения напряжения и плотности тока концентрация ионов n вследствие уноса ионов током уменьшается, что сказывается в уменьшении удельной электропроводности, и рост плотности тока отстает от роста напряженности поля. Когда $\frac{j}{ed} \gg an^2$, кривая, характеризующая зависимость тока от разности потенциалов, асимптотически приближается к горизонтальной линии — достигается плотность тока насыщения $j_{\text{нас}} = ved$. Измеряя ток насыщения, трудно определить активность ионизатора ν .

Поскольку прохождение тока через газ прекращается при прекращении действия ионизатора, такой ток называют *несамостоятельным разрядом*. При достаточно высокой разности потенциалов на электродах начавшийся разряд сам создает необходимые для его поддержания ионы. В этом случае ток не прекращается при прекращении действия ионизатора, и поэтому такой разряд называют *самостоятельным разрядом*. Поясним, как он происходит.

В электрическом поле электроны и ионы, как следует из формулы (1), имеют значительные скорости. Когда в газе нормальной плотности вольтаж между электродами, удаленными один от другого на расстояние 1—2 см, повышен до нескольких десятков тысяч вольт, то скорости эти, несмотря на малую длину свободного пробега,

достигают таких размеров, что при столкновении с разогнанными электронами молекулы подвергаются ионизации. Отщепленные электроны и новообразованные ионы, ускоряемые полем, в свою очередь вызывают ионизацию встречных молекул. Число заряженных частиц возрастает в геометрической прогрессии, и целая лавина электронов и ионов устремляется к электродам. Условия возникновения лавин и их роль в явлениях *электрического пробоя газа* (т. е. в явлениях, характеризующих переход самостоятельного разряда в самостоятельный) были выяснены в 1910 г. теорией Таунсенда, которая была дополнена и развита В. Роговским (в 1932 и последующие годы).

При самостоятельном разряде в некоторых случаях (например, когда разряд в газе поддерживается электронами, вырываемыми из катода фотоэффектом (§ 54), и когда приложенное к электродам напряжение достаточно велико, но не настолько велико, чтобы вызвать пробой) также могут возникать электронные лавины, что приводит к увеличению тока в несколько раз. Это было обнаружено опытами А. Г. Столетова в Москве в 1888 г. Изменяя разность потенциалов между электродами (при одном и том же числе электронов, вырываемых фотоэффектом из катода), А. Г. Столетов открыл, что усиление тока за счет возникающих электронных лавин подчинено простому закону: *максимальный ток наблюдается для исследуемого газа всегда при одном и том же отношении напряженности поля к давлению* (это отношение $\frac{E}{p}$ называют *константой Столетова*). Закон Столетова объясняется тем, что при малой плотности газа благодаря большой длине свободного пробега электронные лавины образуются при соответственно меньших напряжениях.

Та же причина обуславливает открытый Пашеном закон, что *пробой газа происходит при определенном, характерном для каждого газа отношении напряженности поля к давлению*. Если давление газа увеличить в несколько раз, а расстояние между электродами во столько же раз уменьшить, то *пробивное напряжение* сохраняется.

В случае нормальной и повышенной плотности газа вслед за пробоем газа устанавливается *дуговой разряд*. Если плотность газа мала, а следовательно, свободный пробег значителен, то при падении потенциала вблизи катода порядка 150—300 в положительные ионы приобретают на пути к катоду настолько большую скорость, что, ударяясь о поверхность катода, выбивают из катода электроны, которые, устремляясь к аноду, поддерживают ионизацию газа; такой тип разряда называют *тлеющим разрядом*.

На рис. 155 представлена характерная для всех газов диаграмма распределения областей: тихого (самостоятельного) разряда, тлеющего разряда и дугового разряда. По оси ординат в этой диаграмме

ме отложены величины плотности тока, а по оси абсцисс — отношение давления газа к напряженности электрического поля. Понятно, что когда имеется какое-либо неизменное расстояние между электродами и какая-то неизменная плотность газа, то плотность тока и характер разряда будут полностью зависеть от вольтажа между электродами.

При некоторых формах разряда (а также в некоторых зонах тлеющего и дугового разряда) характер явлений определяется наличием так называемой *газоразрядной плазмы*, которая представляет собой высокоионизированный (иногда почти полностью ионизированный) газ с чрезвычайно большим числом свободных электронов, имеющих огромную скорость хаотического движения и в то же время дрейфующих по направлению к аноду. Алгебраически пространственный заряд плазмы часто бывает близок к нулю.

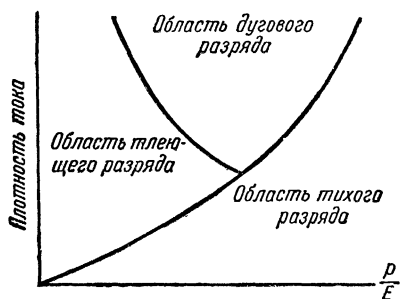


Рис. 155. Зависимость типа разряда от плотности тока и давления газа.

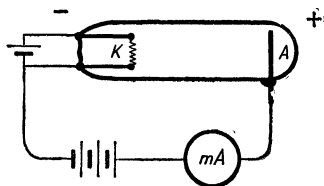


Рис. 156. Схема измерения термоэлектронной эмиссии.

При движении в поле электроны приобретают энергию. При упругих соударениях с частицами газа электроны вследствие своей малой массы отдают только ничтожную часть энергии. Но соударения с частицами газа вызывают хаотические изменения в направлении движения электронов. Таким образом, энергия, приобретаемая электронами при движении в поле, рассеивается в энергию их хаотического движения. В итоге средняя кинетическая энергия хаотического движения электронов в газоразрядной плазме оказывается значительно больше средней энергии нейтральных частиц газа. Иначе говоря, *электронный газ в плазме имеет как бы более высокую температуру, чем действительная температура газа в плазме. Эта разность между условной температурой электронного газа в плазме и действительной температурой газа может составлять десятки тысяч градусов.*

В радиолампах и в электронно-ионных приборах, применяемых в автоматике и в лабораторной практике, газоразрядная плазма создается *искусственным нагреванием катода*. При накаливании металла происходит *эмиссия электронов* — испускание, как бы испарение электронов (*термоэлектронная эмиссия*). На рис. 156 показана схема опыта, позволяющего измерить термоэлектронную эмиссию.

Электроды заключены в эвакуированный сосуд и к ним приложено напряжение порядка нескольких сотен вольт. При холодном катоде ток отсутствует. Но когда катод накален током аккумулятора, миллиамперметр, включенный в цепь, замыкающую электроды, обнаруживает ток электронной эмиссии. Если разность потенциалов на электродах обеспечивает ток насыщения, то величина тока термоэлектронной эмиссии оказывается зависящей только от природы и температуры катода.

Электроны, эмиттированные катодом, и ионизированный ими разреженный газ и образуют в электровакуумном приборе газоразрядную плазму. При большом вакууме преобладает электронная плазма и на характере разряда сказывается ее отрицательный пространственный заряд.

Разрядный ток в высоком вакууме может поддерживаться не только упомянутой термоэлектронной эмиссией, но также эмиссией электронов некоторыми веществами под действием света — *фотоэффектом*.

Вырывание электронов из металла может производиться действием самого электрического поля, если напряженность поля вблизи поверхности металла весьма велика (*автоэлектронная*, или *холодная эмиссия*). Вычисление показывает, что для преодоления сил, удерживающих электрон в металле, — для преодоления этого «энергетического барьера» была бы необходима громадная напряженность поля порядка миллионов вольт на сантиметр. В действительности холодная эмиссия наблюдается при меньших напряженностях. При определенных условиях для некоторых веществ она обнаруживается при относительно небольших напряженностях поля. Электроны, которые в этих случаях не могут получить извне энергию, достаточную для преодоления энергетического барьера их связи с веществом, как бы «просачиваются» через этот барьер. В связи со сказанным холодную эмиссию, наблюдаемую при напряженностях поля, недостаточных для преодоления энергетического барьера, называют *эффектом просачивания*, или *туннельным эффектом*. Это явление представляет большой интерес, так как просачивание электронов через энергетический барьер объясняется проявлением у электронов, как и у всех мельчайших частиц, совершенно особых, так называемых *волновых свойств частиц* (т. III, §§ 62 и 63).

Выше были кратко охарактеризованы важнейшие типы стационарного, непрерывного электрического разряда в газах: тихий разряд, тлеющий разряд, дуговой разряд и разряд, поддерживаемый электронной эмиссией. Важнейшими типами нестационарного, прерывистого разряда являются: *искровой разряд* и его мощная разновидность — *молния*. Даже при постоянном напряжении на электродах искровой разряд прерывист. В явлениях искры и молнии большую роль играют электронные лавины; в каналах искры и молнии образуется газоразрядная плазма. Однако эксперименталь-

ные исследования показали, что в своей начальной стадии искра и молния развиваются б ы с т р е е, чем это могло бы быть вследствие распространения электронных лавин, образуемых соударением электронов с частицами газа. Обнаружилось, что здесь главную роль играет ф о т о н н а я и о н и з а ц и я газа (о которой сказано в последнем абзаце предыдущего параграфа). Фотонная ионизация приводит к развитию в газе каналов повышенной электропроводности — так называемых *стримеров*. Теория стримеров была предложена Миком и Лебом в 1940 г. и уточнена советскими учеными.

В областях неравномерного электрического поля — у поверхности электродов с малым радиусом кривизны — при нормальной и повышенной плотностях газа наблюдается особый тип разряда — *коронный разряд*. При коронном разряде, так же как и при искровом, большую роль играют фотонная ионизация газа и вызываемое ею развитие стримеров. В короне имеют место прерывистые явления, которые сказываются в характерном шипении короны.

§ 46. Катодные и анодные лучи

В 1879 г. Крукс обнаружил существование особых *катодных лучей*, представляющих собой не что иное, как *поток электронов в вакууме*.

Явление разряда в трубках с разреженным газом давно привлекало внимание физиков красотой и загадочностью, но долгое время самое важное в нем — образование катодных лучей — ускользало от научного исследования.

При пропускании тока довольно высокого напряжения через атмосферный воздух, заключенный в трубку длиной 15—20 см, ни искрового, ни тлеющего разряда при нормальном давлении воздуха не наблюдается. Происходит тихий разряд, зависящий от действия внешних ионизаторов. Однако достаточно, не изменяя разности потенциалов, удалить из трубки часть воздуха при помощи насоса, как начинается *тлеющий разряд*, происходящий при полном отсутствии внешних ионизаторов. При этом между электродами появляется в виде колеблющейся ленты фиолетово-розовое сияние (если трубка была наполнена другим газом, а не воздухом, то цвет этого сияния будет другой, в зависимости от химической природы газа). Недалеко от катода сияние это слегка сужается и принимает голубоватый оттенок. При близком рассмотрении легко обнаружить, что сияние не во всех частях одинаково ярко и что в двух-трех местах оно прерывается почти совершенно темными полосами. Особенно заметны эти полосы при давлении приблизительно в одну тысячную атмосферы.

От анода сияние исходит в виде сплошной кисти, простирающейся почти на две трети всей длины трубки — *положительное свечение*, затем следуют *темное пространство Фарадея*, тонкий, ярко светя-