

НОВЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О РАЗВИТИИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Г. В. Спивак, Москва

ВВЕДЕНИЕ

Основная идея Тоунсендовской теории разряда, как известно, состоит в том, что для поддержания самостоятельного разряда или пробоя разрядного промежутка при высоком давлении необходимы две идущие друг другу навстречу лавины электронов и положительных ионов, причем последние принимают на ряду с электронами деятельное участие в ионизации газа. Когда обе лавины начнут друг друга усиливать, имеет место самостоятельный разряд или пробой, т. е. такой разряд, протекание которого не зависит от внешнего ионизатора. Что именно это характерно для Тоунсендовской теории, видно из так наз. условия зажигания разряда, которое для случая поля между плоскими электродами имеет вид:

$$\alpha = \beta e^{(\alpha - \beta) d}, \quad (1)$$

где α и β — коэффициенты, характеризующие ионизацию газа электронами и положительными ионами (обычно $\alpha \gg \beta$), d — расстояние между электродами. Физический смысл соотношения (1) тот, что число пар зарядов, созданных положительным ионом на 1 см пути, т. е. численное значение β , должно достигнуть определенной величины, чтобы имело место уравнение (1); иначе самостоятельного разряда не произойдет. При атмосферных давлениях β от материала катода не зависит, что именно и заставило Тоунсенда считать такую ионную лавину существенно важной для за-

жигания разряда. Условие (1) может быть также обобщено на случай неоднородного поля. То, что опыты при малых давлениях показывают зависимость β от материала катода, не представляет затруднения для теоретического истолкования, необходимо только наряду с α и β ввести новый фактор γ , характеризующий вышибание электронов при ударе положительного иона о катод. Условие пробоя тогда имеет вид:

$$\alpha (1 + \gamma) = (\alpha\gamma + \beta) e^{(\alpha - \beta) d}. \quad (2)$$

Представление об ионизации газа положительными ионами было введено Тоунсендом для объяснения отступлений наблюдаемых значений тока через разрядный промежуток от теории, первоначально принимающей лишь ионизацию электронными толчками. Теория Тоунсенда, довольно хорошо объяснявшая не только качественно, но и количественно целый ряд закономерностей, могла считаться в основном соответствующей действительности, но за последнее время появились в связи с работами Роговского сомнения в некоторых ее принципиальных положениях. Замечательные экспериментальные исследования Роговского и его учеников,¹ изучавших развитие разряда через газ во времени с помощью катодного осциллографа, дававшего возможность следить за тем, как протекает явление в течение 10^{-9} сек, показали, что пробой развивается за 10^{-7} — 10^{-8} сек, что является совершенно неожиданным для Тоунсендовской теории. При длине разрядного промежутка в 1 см и силе поля в 30 кВ/см, которое при атмосферном давлении вызывает пробой этого промежутка, скорости положительных ионов порядка 10^5 см/сек, и за время 10^{-8} сек, положительные ионы практически не сдвинутся с места, новых электронов создавать не смогут, и следовательно трудно ожидать возникновения ионной лавины, требуемой Тоунсендовской теорией. Нужно отметить, что время, которое нужно для полного развития разряда через газ, складывается из двух частей. Во-первых — из времени, которое протекает с момента наложения напряжения, но ток через разрядный промежуток не идет. Этот первый про-

межуток времени заканчивается, когда возникнет ток. Величина этого интервала определяется статистическими колебаниями: разряд может лишь тогда начаться, когда где-либо между электродами случайно вследствие радиоактивного или иного процесса возникает начальная ионизация. Во-вторых — из промежутка времени, которое нужно для полного развития того или иного вида разряда. Первый промежуток с помощью достаточно сильного ионизатора может быть сделан практически равным нулю. Область противоречий теории и опытов есть как-раз второй промежуток времени. Время пробоя, которое следовало бы ожидать по Тоунсенду, в данном случае должно было быть порядка 10^{-5} сек. Теория Тоунсенда вообще не является безупречной, и можно указать также на ряд явлений, не укладывающихся в ее рамки, но тем не менее до последнего времени нельзя было сомневаться в принципиальной стороне теории, в реальности коэффициента β . Если для статистического случая скорости электронов и положительных ионов мало существенны, то для объяснения столь быстрого зажигания разряда являются весьма важными. В дальнейших работах Роговского ² и его сотрудников, фотографировавших многократно состояние разряда в очень малые промежутки времени, обнаружилось, что главный очаг ионизации (интенсивное свечение) имеет место у катода, а не в области анода, как этого нужно было ожидать, где лавина электронов, нарастая по экспоненциальному закону, давала бы по Тоунсенду наибольшее возбуждение газа. Если учесть еще то, что по данным Леба ³ ионизация положительными ионами при градиентах поля в 30 кВ/см слишком мала, чтобы мог возникнуть самостоятельный разряд, то наличие ионной лавины в рамках Тоунсендовской теории становится сомнительным. Лишь в полях $1,5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ можно ожидать для β достаточно больших значений. Очевидно необходимо ввести некоторые существенные изменения в механизм развития разряда при атмосферном давлении, чтобы разобраться в возникших противоречиях. Роговский впервые предложил причину нарастания тока приписывать не только ионизации положительными

ионами, но и пространственным зарядам, повышающим поле у катода, не давая пока детального механизма этого влияния. По первоначальной концепции Роговского пространственный заряд как причина нестабильности разряда все же еще не дает достаточно быстрого нарастания пробойного процесса, причем развитие большого пространственного заряда протекает во время много большее, чем наблюдаемое время пробоя. Вообще же в теории и опытах Тоунсенда, если ионизация положительными ионами и соответствует действительности, должно иметь место смешанное действие с влиянием пространственного заряда, которое особенно сказывается при приближении к началу самостоятельного разряда. За истекшие два года со времени появления в этом журнале статьи Курчатова⁴ вопрос подвергся интенсивной дальнейшей разработке. Настоящая статья представляет собой обзор ряда последних работ, посвященных механизму пробоя газового промежутка и видоизменению Тоунсендовской теории.

Теоретические исследования

По мнению Шумана⁵ единственной причиной, могущей играть роль в столь быстром создании пробойных условий, являются положительные пространственные заряды; не нужно только думать, как это себе представлял Роговский (1926), что в Тоунсендовской теории положительные ионы должны пробежать весь разрядный промежуток длиной в 1 см, на что им требуется 10^{-5} сек., ибо если в каком-нибудь месте поле стало достаточно велико, то там положительные ионы должны пробежать лишь очень малые участки, чтобы разряд стал самостоятельным. Непосредственно из измерений известно, что при силе поля 95 kV/cm пробивается разрядный промежуток в 0,1 мм, а при 400 kV/cm промежуток 0,01 мм. Если на катоде могут возникнуть такие поля, то ничтожное смещение положительных ионов дает уже пробой. Такого рода искажения поля могут создаваться пространственными зарядами, возникающими достаточно быстро под действием интенсивной электронной бомбардировки молекул газа, т. е. при наличии достаточно

большого α . Измеренный в последнее время Паволой коэффициент α для атмосферного давления является достаточно большим и показывает возможность возникновения таких значительных полей. Искажение равномерного поля, ведущее к его увеличению, является для разряда весьма существенным, если оно происходит у катода, ибо здесь появление добавочных электронов ведет к значительному увеличению лавины; электрон, возникший где-либо по пути разряда, размножается не в такой мере, как электрон, пришедший из областей, близких к катоду. Необходимо еще отметить недостаточность анализа Роговского (1926), ибо он, учитывая нарастание положительного пространственного заряда, не дает значений для искаженного силового поля, которое непрерывно меняется с изменением плотности пространственных зарядов, действуя на нарастание таковых. Анализ Роговского не учитывает полностью роли пространственного заряда и для случаев высоких полей и больших давлений неприменим, а гораздо более соответствует случаю слабых полей и малых давлений. В этом отношении существенный шаг вперед был сделан Гиппелем и Франком⁷, которые указали на то, что хотя основное замечание Роговского относительно противоречия между временем пробоя и временем, необходимым положительному иону для пробега разрядного промежутка, остается в силе, тем не менее основные идеи Тоунсендовской теории могут быть сохранены. Парадокс разрешается тем, что при больших разнице в скоростях электрона и положительного иона электроны уходят к аноду практически мгновенно, а положительные ионы остаются как пространственный заряд, причем электроны, идущие вслед за первой электронной лавиной, уже движутся в поле, искаженном положительным пространственным зарядом; при этом коэффициент α должен для каждой последующей лавины делаться все больше и больше, и мы имеем взаимодействие между неподвижным положительным пространственным зарядом и электронной лавиной, взаимно друг друга усиливающими, взамен того взаимодействия между двумя лавинами электронов и ионов, которое мы имели в Тоунсен-

довской теории. Далее можно себе представить, что в достаточно сильных полях положительные ионы, находящиеся вблизи катода, ударяются о него и вышибают дополнительные электроны в достаточном количестве для удовлетворения пробойного условия, что опять-таки лежит в рамках Тоунсендовской теории. Для случая, когда расстояние между плоскими электродами равно 1 см при атмосферном давлении и сила поля при пробое 31,7 кВ/см и α равна следовательно, 18,5, Гиппель и Франк подсчитывают, какой потенциал возникает вследствие положительного пространственного заряда, вызванного первой электронной лавиной. Подсчет делается для того, чтобы проверить, как быстро возникает высокая сила поля, которая могла бы привести к пробую. Принимая, что один электрон движется в канале с площадью поперечного сечения df , имеем уравнение Пуассона для нашего случая в виде:

$$df \frac{d^2 V_1}{dx^2} = 4\pi\epsilon\alpha e^{ax}, \quad (3)$$

где ϵ — заряд электрона, x — путь в сантиметрах. Интегриацией (3) получаем:

$$V_1 = \frac{4\pi\epsilon}{adf} (e^{ax} - 1), \quad (4)$$

причем первая константа интегрирования принимается равной нулю, что физически означает пренебрежение убыванием поля вблизи анода, а вторая константа определяется из условия, что при $x=0$, $V_1=0$.

Положивши в уравнении (4) $x=1$ см, Гиппель и Франк находят то повышение потенциала на аноде, которое имело бы место, если бы часть пространства перед анодом не имела бы уменьшенной силы поля вследствие наличия положительного пространственного заряда, уменьшающего силу поля в одних частях пространства между электродами и увеличивающего таковую у катода. Распределение потенциала приближенно представляется прямой линией (вместо кривой), которая начинается в начале координат и идет левее прямой распределения потенциала в плоском конденсаторе, пересекая ось ординат выше чем

31,7 кВ/см (рис. 1, прямая 2). Из уравнения (4) при $x=1$ см и переходя к практическим единицам, имеем:

$$V_1 = \frac{10,6}{df} \text{ В/см}^2. \quad (5)$$

Величина df находится из того соображения, что при фототоке с катода в $1,5 \cdot 10^{-10}$ А время запаздывания разряда из осциллограмм Роговского будет 10^{-7} сек и за это время вылетят с катода 100 электронов. На долю каждого приходится площадь $df=1$ мм².

Подставляя в уравнение (5), имеем искажение:

$$V_1 = 1060 \text{ В.}$$

Для следующей партии электронов, вылетевших в дальнейшие 10^{-8} сек поле будет уже не 31,7 кВ/см, а с прибавкой полученного искажения 32,7 кВ/см, а будет 22,7; это даст новое дополнительное напряжение ($df=10$ мм²).

$$V_2 = 2500 \text{ В.}$$

Теперь уже $\alpha=30,5$. Эти приращения поля весьма чувствительны к увеличению α ,

ибо α входит в показатель (прямая 3). Если пройдет еще одна лавина за время $kV 10^{-8}$ сек, то дополнительное напряжение на аноде, а приблизительно и сила поля у катода будут увеличены на 37 кВ/см, т. е. новая сила поля превазойдет прежнюю более чем два раза и естественно к этому времени ожидать пробоя. То, что при перенапряжениях, т. е. при напряжениях выше пробойной разности потенциалов, пробой, как показывают осциллограммы, протекает быстрее, понятно, ибо α становится значительно больше. Подсчет Гиппеля и Франка, действительно показывает, что столь малое время запаздывания пробоя может быть качественно объяснено быстрым накоплением положительных зарядов. Тем не

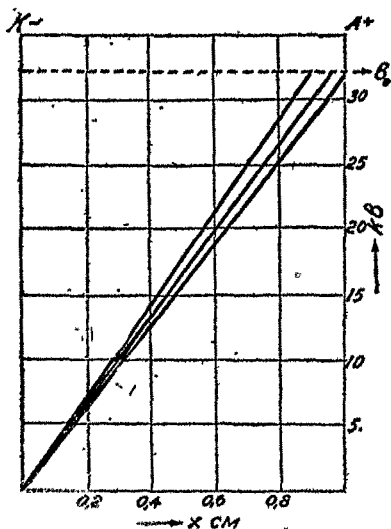


Рис. 1.

менее можно указать на ряд слабых мест в теории Гиппеля и Франка. Из подсчета указанных авторов видно, что распределение потенциала вследствие непринятия ими во внимание граничного условия на аноде приводит к значениям потенциала и силы поля выше, чем в действительности, так как если есть повышение силы поля у катода, то должно иметь место и уменьшение силы поля у анода. Кроме того мы не имеем в действительности одновременного движения 100 электронов за время 10^{-7} сек. и электроны испускаются непрерывно, а не этапами; так что если голова первой лавины движется в поле без положительных пространственных зарядов, то уже идущие вслед за ней электроны движутся в искаженном поле. Иными словами промежуток времени 10^{-7} сек для первой лавины чересчур велик. Кроме того у Гиппеля и Франка искажение поля зависит от того, сколько электронов вылетает из катода в 1 сек; однако эксперименты Роговского и Тамма⁸ показывают, что при некотором освещении катода дальнейшее освещение не приводит к уменьшению времени запаздывания пробоя. Кроме того Леб⁹ считает, что скорости в 10^8 см/сек, принятые для электронов, взяты слишком большими (время от одной до другой лавины). Эти скорости порядка 10^7 см/сек. Так что за время 10^{-8} сек последующие лавины анода не достигнут. С другой стороны α у Гиппеля и Франка, экстраполированное из данных Тоунсенда для низких давлений, должно быть много больше, что приведет к еще более мощным пространственным зарядам. Уточнение подсчетов Гиппеля и Франка было произведено Капцовым, который, взявши достаточно малые промежутки времени, учел изменение α с каждым последующим достаточно малым интервалом времени с соблюдением граничных условий на электродах. Эти более строгие подсчеты также показали быстрое нарастание градиента у катода вследствие пространственных зарядов, ведущее ко времени пробоя в 10^{-7} сек. В недавнее время Шуман¹⁰ также занялся этой проблемой. Мы несколько остановимся на его подсчетах, ибо они дадут нам возможность понять характер распределения свечения на фотографиях Роговского² и Торока,¹¹

не вязущегося с представлениями первоначальной Тоунсендовской теории. Первая электронная лавина движется к аноду. Электронный ток нарастает по закону:

$$nv = (nv)_0 e^{\alpha x}. \quad (6)$$

Когда голова лавины достигла анода, для плотности положительных ионов имеем:

$$p = \alpha (nv)_0 e^{\alpha x} \frac{d-x}{v}, \quad (7)$$

где v и n — скорость и плотность электронов, p — плотность положительных ионов. Смысл уравнения (7) тот, что за время $\frac{d-x}{v}$, пока голова лавины пройдет от точки x до анода, в точке x будет накапливаться положительный пространственный заряд. Результирующий заряд дается:

$$p - n = n_0 e^{\alpha x} (\alpha d - \alpha x - 1) = \rho.$$

Отсюда для распределения поля имеем после прохождения первой электронной лавины:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{n_0}{\Delta} e^{\alpha x} (\alpha d - \alpha x - 1), \quad (8)$$

где α во все время прохождения первой лавины считается постоянным. $\Delta = 1/4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}$. Интегрируя уравнение (8), находим:

$$E_x - E_0 = \frac{n_0}{\Delta} [e^{\alpha x} (d - x) - d], \quad (9)$$

где E_0 — значение силы поля при $x=0$, т. е. на катоде. Задавшись разностью потенциалов между анодом и катодом $V_0 - V_x = -V$, нетрудно найти постоянную интегрирования E_0 . Так как $E_x = -\frac{dV}{dx}$, то, интегрируя уравнение (9), находим:

$$V_0 - V_x = \frac{n_0}{\Delta \alpha} \left[\left(d - x + \frac{1}{\alpha} \right) (e^{\alpha x} - 1) - x (\alpha d + 1) \right] + E_0 x;$$

при $x=d$:

$$E_0 = -\frac{V}{d} \frac{\frac{n_0}{\Delta \alpha^2} [e^{\alpha d} - 1 - \alpha d (\alpha d + 1)]}{d}. \quad (10)$$

Второй член правой части уравнения (10) дает увеличение поля у катода вследствие пространственных зарядов. Величина этого искажения, как мы видим из уравнения (10), за-

висит от n_0 , α и d , увеличиваясь с возрастанием этих величин. Из уравнения (9) сила поля может быть определена для любой точки разрядного промежутка за время прохождения первой электронной лавины. Распределение силы поля и плотности пространственных зарядов после прохождения первой лавины представлено на рис. 2. Сила поля по мере увеличения постепенно убывает со стороны катода, перед самым анодом она резко падает, повышаясь затем несколько у самого анода. Там, где сила поля велика, быстро движутся электроны и возникает интенсивное свечение. У обоих электродов возникают слои,

где происходит разряд. Снятые при очень высоких напряжениях, действовавших в течение малого времени, фотографии Торока¹¹ именно такой характер и носят. Под действием последующих лавин плотность p' положительных пространственных зарядов

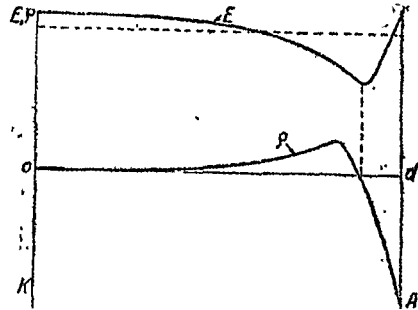


Рис. 2.

продолжает нарастать пропорционально времени, прошедшему после прохождения первой лавины, так как положительные ионы считаются неподвижными.

$$p' = \alpha n_0 v e^{\alpha x} t',$$

где

$$t' = t - \frac{d}{v}.$$

Распределение поля тогда дается:

$$\frac{dE'}{dx} = \frac{1}{\Delta} \alpha n_0 v t' e^{\alpha x}.$$

Интегрируя, имеем:

$$E_x' - E_0' = \frac{n_0 v t'}{\Delta} (e^{\alpha x} - 1),$$

и соответствующее распределение потенциала дается:

$$V_0' - V_x' = \frac{n_0 v t'}{\alpha \Delta} (e^{\alpha x} - \alpha x + 1) + E_0' x.$$

Так как при $x = d$

$$V_0' - V_a' = -V,$$

то приближенно

$$E_0' = -\frac{V}{d} \frac{n_0}{\alpha \Delta} \cdot \frac{vt' e^{\alpha d}}{d}.$$

Из уравнения (10) имеем:

$$E_0 = -\frac{V}{d} \frac{n_0}{\Delta \alpha^2} \cdot \frac{e^{\alpha d}}{d}.$$

Искажения поля после первой лавины и последующих относятся друг к другу как $1/\alpha vt'$, если $vt' = d$, т. е. к моменту прибытия второй лавины на анод искажение поля будет в αd раз больше, чем при прибытии первой лавины. Нужно отметить, что искажение поля должно получиться

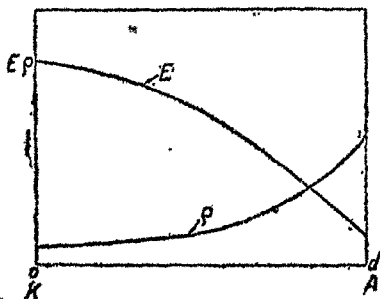


Рис. 3:

значительно больше, ибо каждая последующая лавина встречает напряжение поля, увеличенное вследствие прохождения предыдущей лавины, а становится все больше и больше с ростом числа лавин, как мы уже видели из рассуждений Гиппеля и Франка. На рис. 3 имеем пространственный заряд и поле после прохождения второй

лавины. Сила поля у катода сильно увеличилась и спадает сначала медленно, а затем вблизи анода быстрее. Разряд начинается в большой толще у катода и смещается к аноду, где лишь к концу, когда весь пробойный промежуток становится сильно проводящим, возникают большие поля. Фотографии Роговского и Тамма² как будто бы достаточно хорошо соответствуют этому распределению силы поля. Нужно иметь в виду при этих подсчетах распределения поля, при наличии пространственных зарядов также и то обстоятельство, что при очень большой ионизации происходящее повышение потенциала в некоторой точке ведет к тому, что в ней потенциал становится выше, чем на аноде, в некоей точке поле обращается в нуль и может сделаться

даже отрицательным. Это ведет к накоплению электронов в тех местах, где сила поля резко упала, и метод подсчета с обычными граничными условиями неприменим. Представляют также интерес недавние соображения Роговского¹² о связи между обычным условием пробоя и тем, которое можно принять при наличии пространственных зарядов как причины нестабильности разряда. Оказывается, что это условие приближенно имеет тот же вид, что и полученное из Тоунсендовской теории. Естественно ожидать, что нестабильность, ведущая к пробую, наступает при некотором определенном отношении всего положительного пространственного заряда Q_R , находящегося между электродами к заряду на электродах Q_e , т. е. для пробоя должно быть

$$\frac{Q_R}{Q_e} = k. \quad (11)$$

Если считать, что положительный заряд создается за время τ , которое пропорционально времени, нужное иону для пробоя расстояния между электродами:

$$\tau = \text{const} \frac{d}{V E_0},$$

где E_0 — пробойная сила поля. Для Q_e имеем:

$$Q_e = \frac{E_0}{4\pi}$$

и для Q_R :

$$Q_R = N_0 e^{\alpha_0 d},$$

где N_0 — электронный ток с катода. Из уравнения (11) имеем:

$$N_0 e^{\alpha_0 d} \tau = \frac{E_0}{4\pi} k$$

или

$$e^{\alpha_0 d} = \frac{E_0^{3/2} k'}{N_0 d}. \quad (12)$$

Это — трансцендентное уравнение для определения нужной для пробоя силы поля E_0 . Хотя $N_0 d$ и E_0 меняются, тем не менее правую часть уравнения (12) можно положить равной постоянной величине, тогда имеем:

$$e^{\alpha_0 d} = \text{const}$$

или

$$\alpha_0 d = \text{const}. \quad (13)$$

Для каждого значения d мы имеем из приближенного соотношения (13) соответствующее значение силы поля E_1 . Что определенная из уравнения (13) сила поля не намного отличается от E_0 , видно из того, что если правая часть уравнения (12) изменяется в 1 000 раз, то отличие между E_1 и E_0 при $d = 1$ см всего лишь 4%. Причина хорошего приближения, даваемого выражением (13), в том, что $e^{\alpha d}$ чрезвычайно возрастает даже при малых изменениях силы поля E_0 . Условие (13) есть типичное Тоунсенд-шумановское условие самостоятельного разряда, не учитывающее пространственных зарядов. Выражению (13) может быть придан тот физический смысл, что электронный ток ($e^{\alpha d}$) должен иметь вблизи пробойного напряжения определенную величину. Странный на первый взгляд факт совпадения обоих разрядных условий находит себе объяснение в том, что ток резко нарастает лишь непосредственно перед напряжением пробоя, вычисленным без учета пространственных зарядов, становясь достаточно большим и создавая пространственные заряды, которые сразу же ведут к пробую. Так что напряжения поля для пробоя «без пространственных зарядов» и пробоя из-за «искажения поля» экспериментально друг от друга не отделимы.

По мнению Роговского ¹² не всегда пространственный заряд может вызывать нестабильность, которая ведет к пробую. В самом деле, пусть идет ток через разрядный промежуток в неискаженном поле:

$$i_1 = N_0 e^{\alpha_0 d}.$$

Под действием этого тока образуется искажение поля, которое ведет к другому α и к иному значению тока:

$$i_2 = N_0 e^{\int_0^d \alpha dx},$$

причем

$$i_2/i_1 = e^{\int_0^d (\alpha - \alpha_0) dx},$$

Представляя $\alpha - \alpha_0$ в виде ряда:

$$\alpha - \alpha_0 = \frac{d\alpha}{dE} dE + \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2\alpha}{dE^2} (dE)^2 + \dots$$

с другой стороны принимая, что dE не что иное, как дополнительное поле F , созданное пространственными зарядами, имеем:

$$\int_0^d (\alpha - \alpha_0) dx = \frac{d\alpha}{dE} \int_0^d F dx + \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2\alpha}{dE^2} \int_0^d F^2 dx.$$

Но $\int_0^d F dx = 0$, ибо как бы поле ни менялось, но граничные условия остаются без изменения. Тогда имеем:

$$i_2/i_1 = e \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2\alpha}{dE^2} \int_0^d F^2 dx \quad (14)$$

Так как кривизна кривой, дающей зависимость $\frac{\alpha}{p}$ от $\frac{E}{p}$ (p — давление газа), то из уравнения (14) видно, что когда кривизна положительна, то пространственный заряд усиливает последующие электронные лавины. Если кривизна отрицательна, то пространственный заряд имеет обратное действие, и причину неустойчивости нужно искать в других явлениях. Так у гелия как будто нет области положительной кривизны: но у него нарастание тока вследствие пространственных зарядов отпадает. Правда у гелия пространственный заряд усиливает действие положительной ионной лавины, что в формуле (14) не учитывается. Несомненно также и то, что кроме действия пространственного заряда играют при пробое существенную роль и такие явления, как освобождение электронов из катода под действием бомбардировки положительных ионов. Объяснение быстрого пробоя небольших разрядных промежутков наличием возникающих пространственных зарядов встречает то затруднение, что хотя α при малых d и велико, но e^{2d} с уменьшением d быстро убывает, так что трудно ожидать нужных искажений поля. Возможно, что возникающие где-либо в разрядном промежутке достаточно большие местные поля ведут к тому, что положительные ионы приходят в движение, и разряд идет тогда Тоунсендовским механизмом.

Эта точка зрения Роговского уже достаточно близка к мнению Леба,⁹ который считает, что одних электростатических полей, наложенных на электроды, порядка 30 кВ/см далеко недостаточно для сообщения β значения, ведущего к пробое. Если под действием пространственных зарядов у катода возникают поля в $1,5 \cdot 10^5 \text{ в/см}$, то тогда лишь возможна заметная ионная лавина. Время развития пробоя в 10^{-8} сек. по Лебу может, если принять сравнительно небольшие скорости, быть объяснено тем, что электроны пробегают небольшой интервал, вызывая на этом участке большие пространственные заряды. Правда механизм такого пробоя требует достаточно больших начальных значений α , на что пока экспериментальных указаний не имеется.

Слепяном¹⁴ сделана была также попытка объяснить пробой за 10^{-8} сек. пространственными зарядами и тепловой ионизацией, развивающейся вследствие нагревания газа мощными токами. Необходимость введения нового ионизирующего агента, именно тепловой ионизации, Слепян видит в том, что одних пространственных зарядов недостаточно для объяснения той колоссальной проводимости, которая развивается при пробое, когда конечный ток достигает значений в тысячи ампер в течение доли микросекунды. Тем более нужно иметь еще в виду то, что пространственные заряды, усиливая поле в одних местах, ослабляют его в других, что отзывается на проводимости. Для плоских электродов число электронов в точке x , $N = e^{ax}$, меняется вследствие радиальной диффузии. На основе данных Тоунсенда и Роговского радиус пучка в зависимости от силы поля E под действием диффузии становится:

$$R^2 = 8,18 \cdot 10^5 E^{-1/2}. \quad (15)$$

Так как плотность электронов в точке x еще зависит от поперечной диффузии, то для плотности электронов n нужно принять величину:

$$n = \frac{3N}{2\pi R^2},$$

где R дается уравнением (15).

Эти электроны, передвинувшись на 1 см, дадут тепло $n\varepsilon E$. Чтобы вычислить температуру воздуха, нужно знать его тепловую емкость. Принимая для количества тепла в 1 см³ воздуха величину $1,2 \cdot 10^{-3} T$, где T — его абсолютная температура, имеем соотношение для определения T :

$$n\varepsilon E = 1,2 \cdot 10^{-3} T$$

или

$$T = 7,82 \cdot 10^{-15} E^{3/2} e^{\alpha x}, \quad (16)$$

где e — заряд электрона. Это соотношение дает увеличение температуры вдоль пути понизирующего электрона. Если температура достигает 4000°, то по уравнению Саха видно, что путь становится сильно ионизированным вследствие тепловой ионизации. Уравнение (16) показывает, что при заданном внешнем поле (на электродах) градиенте температурный подъем возрастает весьма быстро с координатой. В уравнении (16) пространственные заряды пока никоим образом не учтены. Если ориентировочно принять, что критический градиент для пробоя определяется тем, что в конце разрядного промежутка температура достигает 4000°, то из уравнения (16) может быть вычислена длина пробойного промежутка. Сравнение этих данных с данными Шумана ведет к длинам пробойных расстояний больше, чем это наблюдается на опыте. Очевидно действует еще один эффект, который заставляет быстрее наступить тепловую ионизацию — это влияние пространственного заряда. Развитие разряда можно себе представить так же как распространение ионизационной колонки, головка которой состоит преимущественно из электронов. Возникающие на головке большие силы поля задают значительные скорости электронам и ведут к тому, что колонка, проедавая газ, быстро перемещается вперед.¹⁵ Положительные ионы остаются неподвижными. Координата центра тяжести положительных ионов \bar{x} связана тогда с координатой центра сферы электронного пучка x соотношением:

$$x = \bar{x} + \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha x}). \quad (17)$$

Тогда для увеличения поля ΔE на головке электронной лавины имеем:

$$\Delta E = e^{ax} \epsilon \left[\frac{1}{R^2} - \frac{1}{(R + \Delta x)^2} \right], \quad (18)$$

где $\Delta x = x - \bar{x}$, а R берется из уравнения (15). С увеличением x добавочное поле чрезвычайно быстро возрастает. На рис. 4 показаны силы поля на головке ионизационной колонны, начерченные с помощью соотношения (18), причем E определяется начальным полем. Крутому подъему поля соответствует и повышение температуры до 4000° и выше.

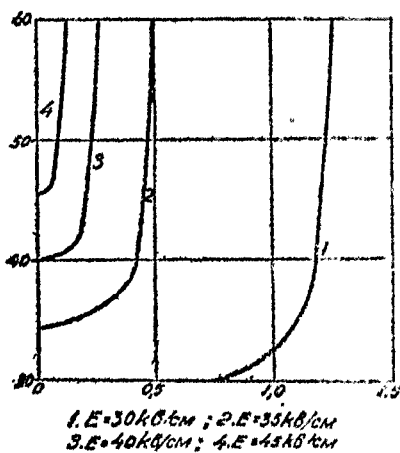


Рис. 4

Рис. 4.

За длину пробойного промежутка принимается то значение x , с которого E начинает круто подниматься. Сравнение этих длин с экспериментальными данными дает уже хорошее согласие. Что касается времени пробоя, то оно вычисляется как то время, которое нужно положительному иону, чтобы пробежать от того места, где началась тепловая ионизация, до катода. Это дает времена пробоя порядка $10^{-7} - 10^{-8}$ сек., т. е. в согласии с наблюдаемыми величинами.

Леб⁹ видит слабое место теории Слепяна в том предположении, что электроны непосредственно ударами нагревают газ [уравнение (16)]. Между тем быстро движущиеся электроны в значительной мере передают свою энергию атомам в виде возбуждения и ионизации таковых, а не в виде сообщения им тепловой скорости в силу различия масс. Газ нагревается по мнению Леба уже после совершившегося пробоя за счет столкновений положительных ионов с газовыми молекулами. Кроме того легкая в основу подсчета Слепяна теорема Шаха может быть применима лишь к установившимся процессам. В возникшей

дискуссии Слепян ¹⁶ указывает на то, что он пользовался при подсчете относительно малыми значениями $\alpha = 13$ (при $E = 30 \text{ kV/cm}$). Если взять большую величину $\alpha = 22$, то это даст, несмотря на малую долю энергии, передаваемую при ударе каждым электроном атому газа, все же значительную величину в связи с увеличением числа электронов. Затем по мнению Слепяна, хотя уравнение Шаха, строго говоря, и относится к установившимся явлениям, тем не менее тепловая ионизация имеется. Нужно все же добавить, что подсчеты Слепяна весьма качественны и мало убедительны. С другой стороны есть мнение, ¹⁷ что не нужно входить в детали механизма пробоя, искать, какая из двух точек зрения (первоначальная Роговского и Шумана) лучше отвечает действительности. Лучше удовольствоваться формальной, феноменологической теорией, рассматривающей пробой как статистическое явление. Но конечно хорошо известно из истории нашей науки, что для успешного движения вперед на ряду с феноменологической теорией должна развиваться и теория, входящая в детали явлений.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Из экспериментальных работ последнего времени, посвященных осциллографированию времени пробоя, большой интерес представляет работа Штенбека, ¹⁸ исследовавшего зажигание тлеющего разряда по времени с помощью брауновской трубки при давлениях в несколько миллиметров с наполнением трубки Ar, He, Hg, N₂ и H₂. Напряжение, наложенное на трубку, было около 400 в. Полученные осциллограммы дали для времени развития максимального тока в водороде $1 \cdot 10^{-6}$, в гелии $5 \cdot 10^{-6}$, в азоте $4 \cdot 10^{-6}$, в аргоне $6 \cdot 10^{-6}$ сек. Как видим, эти времена того же порядка величины, как это требует теория Тоунсенда, и эксперименты Штенбека можно таким образом рассматривать как полное подтверждение тоунсендовских представлений, связанных с движением положительного иона, тем более, что ясно видно, как время пробоя растет с увеличением атомного веса. Кажущаяся невязка с экспериментальными данными Роговского, наблюдавшего, как мы знаем, времена

пробоя порядка 10^{-8} сек., может быть истолкована таким образом, что при уменьшении давления уменьшается и пробойное напряжение, причем если d не меняется, то $\frac{E}{p}$ почти что не меняется. Далее так как $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$, то с уменьшением давления p α будет уменьшаться, и следовательно естественно ожидать увеличения времени пробоя. В самом деле при относительно небольших α пространственные заряды невелики, и первые положительные ионы, двигаясь в слабо искаженном поле, должны ударом о катод создавать новые электроны. Тогда время пробоя должно быть порядка времени пробега положительным ионом разрядного промежутка. Опыты Роговского были повторены недавно Кругом,¹⁹ подтвердившим в основном результаты первого, за исключением того, что пробой в некоторых случаях наступает скачками, которые Гиппелем и Франком истолковывались как фаза аномального катодного падения при развитии разряда. Осциллограммы Круга таких ступеней не обнаружили. Их наличие у Роговского Круг видит во влиянии колебательных процессов в измерительном контуре. Как существенное достижение можно видеть то, что промежутки времени в 10^{-9} сек. развернуты у Круга достаточно широко по оси абсцисс. Временное протекание разряда при атмосферном давлении исследовал Гамос,²⁰ пользуясь керр-конденсатором с нитробензолом, помещенным между двумя никелями. Конденсатор пропускал свечение разрядного промежутка в течение определенных интервалов времени (10^{-9} сек.). Повторяя определенную стадию разряда многократно, можно было на фотопластинке запечатлеть распространение свечения со временем, а также изучать спектр свечения в разные моменты времени. Запаздывание пробоя получилось также порядка 10^{-8} сек. Интересно отметить, что уже через $2 \cdot 10^{-9}$ сек. после наложения напряжения у анода появляется свечение с сильно расширенными линиями (штарк-эффект), что указывает на наличие сильных полей и является таким образом экспериментальным доказательством существования пространственных зарядок. Спектр в конечной стадии разряда уже иной. Изменение

материала электродов не имело влияния на спектор свечения. Последняя экспериментальная работа Фимана²¹ в Аахене привела к тому, что прежние измерения Ротовского и его учеников были связаны с неточностью в определении пробойного напряжения, которое было больше статического напряжения пробоя до 20%. Таким образом имелось перенапряжение, которое правда мало отзывается на скорости положительного иона, но темпы нарастания положительного пространственного заряда в силу увеличения α становятся больше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время можно уже считать достаточно выясненным, что наступление пробоя при атмосферном давлении и при больших разрядных промежутках не может быть объяснено без связи с пространственными зарядами. Нарастание тока начинается при неподвижном пространственном заряде, взаимодействие которого с лавиной электронов ведет в конце концов к достаточно сильным полям и возможному пуску в ход ионной лавины, причем положительным ионам не нужно пробегать весь разрядный промежуток, достаточно если они ионизуют вблизи места своего возникновения. Помимо действия пространственного заряда начинается действие ряда вторичных явлений — выделение электронов из катода, возбуждение газа, высокая температура и т. д.

Осциллографирование разряда при пониженном давлении, где поле пространственными зарядами искажено мало, показало, что время запаздывания зажигания не противоречит обычным представлениям Тоунсендовской теории.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курчатov, УФН 10, 685, 1929. Там же литература до 1928 г.
2. Rogowski und Tamm, Arch. f. Elektr. 20, 625, 1928.
3. Loeb, Journ. Frankl. Inst. 805, 305, 1928.
4. Rogowski, Arch. f. Elektr. 16, 496, 1926.
5. Schumann, Z. techn. Phys. 11, 58, 1930.
6. Paavola, Arch. f. Elektr. 22, 443, 1929.

7. Hippel und Franck, Z. techn. Phys 57, 696, 1929.
8. Rogowski und Tamm, Arch. f. Elektr, 20, 107, 1928.
9. Loe b, Journ. Frankl. Inst. 210, 15, 1930.
10. Schumann, Z. techn. Phys. 11, 131, 1930.
11. Торок, Journ. Am. Inst. El. Eng. 47, 177, 1928.
12. Rogowski, Z. techn. Phys, 60, 776, 1930.
13. Rogowski, Arch. f. Elektr. 23, 569, 1930; 24 679, 1930.
14. Slepian, Electrical World. 91, 761, 1923; EFZ 49, 1162, 1928.
15. Holm, Arch f. Elektr. 18, 80, 1927.
16. Slepian, Journ. Frankl. Inst. 210, 473, 1930.
17. Шапошников, Вестник электротехники № 7/8, 109, 1930; № 1, 13, 1931.
18. Steenbeck, Z. f. techn. Phys. 10, 480, 1929.
19. Krug, Z. techn, Phys. 11, 153, 1930.
20. Hamos, Ann. d. Phys. 7, 857, 1930.
21. Viehmann, Arch. f. Elektr. 25, 253, 1931.