

ТЕОРИЯ И МЕХАНИЗМ ПРОБОЯ ГАЗА

А. С. Зингерман, Ленинград

ВВЕДЕНИЕ

В обычных условиях газ не проводит электрический ток. Чтобы газ стал проводящим, необходимо появление в нем свободных носителей электричества — электронов и ионов. Это может произойти вследствие облучения газа или отрицательного электрода радиоактивным веществом, ультрафиолетовыми, рентгеновскими и другими лучами. Чем интенсивнее облучение, тем больше проводимость газа. При приложении к газовому промежутку некоторого определенного напряжения, зависящего от величины промежутка, его геометрии, рода газа, его состояния, давления и температуры, газ становится проводящим даже при прекращении облучения. Переход газа от состояния непроводимости к состоянию, в котором он проводит электрический ток, происходит чрезвычайно быстро и носит характер взрыва. Этот процесс, носящий название пробоя, является темой настоящего обзора.

После пробоя разряд не прекращается и в зависимости от ряда условий имеет различные формы: тлеющий разряд или дуга. В зависимости от характера напряжения разряд может или прекратиться или существовать длительное время. В неравномерных полях с очень резким изменением градиента разряд, возникнув, может не привести к полному пробую. Такой заторможенный разряд может существовать длительное время и обычно носит название короны.

Последние стадии разряда — тлеющий разряд и дуга — изучаются давно; по этому вопросу имеется богатая литература. В то же время серьезные исследования первой стадии разряда были предприняты только в последние несколько лет.

Такое положение вещей вполне естественно, поскольку тлеющий разряд или дуга — явления устойчивые, существующие длительное время, что значительно облегчает их изучение.

В противоположность конечной стадии разряда пробой есть явление неустойчивое, которое происходит к тому же чрезвычайно быстро. Его изучение требует немалого искусства самого экспериментатора и высокой экспериментальной техники.

В настоящее время экспериментальная техника достигла такого уровня, что изучение подобных явлений уже не представляет особых трудностей. За последние несколько лет опубликовано много экспе-

риментальных и теоретических работ, посвященных этому вопросу. Эти работы дают настолько ценный и обширный материал, что, с одной стороны, появилась потребность его систематизировать для того, чтобы уяснить пути дальнейших исследований, с другой стороны, имеется возможность построить достаточно ясную картину физических процессов, происходящих во время пробоя газа.

1. ЗАКОН ТУНСЕНДА

Первая теория разряда в газе была разработана Тоунсендом¹. Тоунсенд предположил, что разряд в газе происходит вследствие появления в нем носителей электричества — электронов и ионов. Электроны и положительные ионы являются продуктом ионизации нейтральных атомов и молекул газа при столкновении с ними свободных электронов. Если в слой газа dx вступают N_x свободных электронов, то они дополнительно образуют $dN_x = \alpha N_x dx$ пар ионов, т. е. число дополнительно образованных пар ионов в слое газа прямо пропорционально толщине слоя dx и числу вступающих в слой свободных электронов N_x . Коэффициент пропорциональности α , очевидно, должен иметь следующий физический смысл: α есть число пар ионов, образованных одним электроном на протяжении 1 см пути. Чтобы электрон мог ионизовать, необходимо, чтобы он либо обладал достаточной энергией при вступлении в слой dx , либо мог набрать эту энергию при прохождении слоя dx . В последнем случае к слою dx должно быть приложено ускоряющее электрон электрическое поле, перпендикулярное к плоскостям, ограничивающим слой dx .

Таким образом, следует различать два коэффициента ионизации¹⁾ электронами: α_w — коэффициент ионизации электроном, имеющим некоторую начальную энергию W , но в процессе ионизации не подвергающимся ускорению, и α — коэффициент ионизации электроном, не имеющим никакой начальной энергии, но ускоряющимся в процессе ионизации. В первом случае электрон по мере ионизации будет терять свою энергию. Поэтому α_w относится, строго говоря, к первым участкам пути электрона. α_w зависит от энергии электрона, рода, состояния и давления газа. Во втором случае электрон, находясь в ускоряющем его поле, будет увеличивать свою энергию и начнет ионизовать тогда, когда накопленная им энергия будет достаточна для этого. В акте ионизации электрон теряет всю или часть своей энергии и после ионизации начнет снова ускоряться полем, так же как и образованный им вторичный электрон (и положительный ион), который в свою очередь начнет ионизовать. Очевидно, этот случай имеет место при разряде в газе, когда к газовому промежутку прикладывается некоторая разность потенциалов.

Итак, проходя слой dx , лавина электронов увеличится на величину dN_x . Если электроны пройдут в газе промежуток x от места

¹⁾ Это относится также к коэффициенту ионизации положительными частицами.

своего возникновения, то у конца промежутка x лавина электронов будет равна

$$N_x = N_0 e^{\int_0^x \alpha dx}, \quad (1)$$

где N_0 — число электронов, возникших в начале промежутка.

Этот закон Тоунсенда был проверен экспериментально самим Тоунсендом¹ и многими исследователями²⁻¹¹ после него. Проверка этого закона производилась следующим образом. К двум плоским электродам, расстояние между которыми было равно L , прилагалась некоторая разность потенциалов. Поверхность отрицательного электрода освещалась ультрафиолетовым светом и из нее вследствие фото-

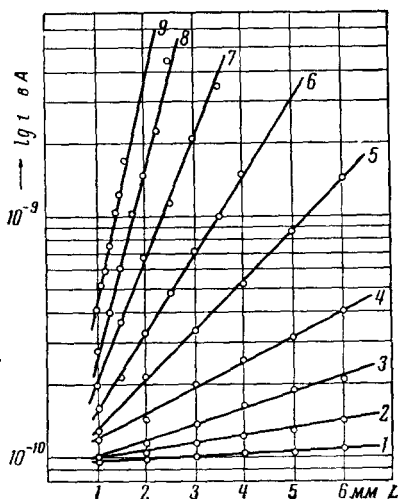


Рис. 1. Зависимость $\lg$ тока в разрядном промежутке от расстояния между плоскими электродами согласно опытам Позина

L — расстояние между электродами

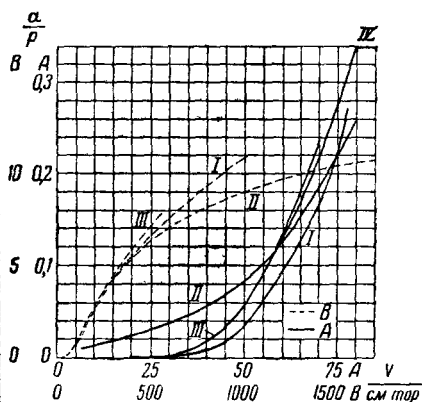


Рис. 2. Зависимость $\frac{\alpha}{p}$ от $\frac{E}{p}$

I — Позин (чистый азот, 22°), II — Эйрис (азот), III — Маш (воздух), IV — Сандерс (сухой воздух)

эффекта вырывались электроны. Затем расстояние между электродами и одновременно разность потенциалов между ними менялись так, чтобы градиент оставался постоянным, и измерялся ток, идущий в цепи электродов. Измеренные значения в координатной плоскости ($\lg \frac{i}{i_0}$, L) должны строго укладываться на прямой линии. i_0 — значение тока при некотором начальном расстоянии между электродами L_0 .

На рис. 1 приведены данные, заимствованные у Маша⁵.

Кривая 1	$E = 20 \text{ кВ/см}$	$\alpha = 0,23$	Кривая 6	$E = 30 \text{ кВ/см}$	$\alpha = 7,7$
" 2	22	" 0,735	" 7	32	" 12,0
" 3	24	" 1,54	" 8	34	" 17,4
" 4	26	" 2,44	" 9	36	" 22,4
" 5	28	" 4,83			

Как видно из рисунка, точки очень хорошо укладываются на прямых, наклон которых, определяющий значение α , зависит от градиента и давления газа.

Вычисляя α из подобных измерений, строят обычно зависимость

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right),$$

где p — давление газа в торах, а E — градиент поля. На рис. 2 приведены такие кривые, заимствованные из работы Позина⁸, Сандерса³, Маша⁵ и Эйриса^{11а}. Каждая из этих кривых не может быть аналитически выражена одним уравнением, но отдельные ее участки хорошо выражаются разными уравнениями.

Результаты измерений разных авторов несколько расходятся между собой. Так, Позин⁸, Паавола⁴ и Сандерс² дают следующие зависимости $\frac{\alpha}{p}$ от $\frac{E}{p}$ (табл. 1):

Таблица 1

Диапазон $\frac{E}{p}$ V/см тор	$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right)$	Род и состояние газа
Позин		
$20 \leq \frac{E}{p} \leq 38$	$\frac{\alpha}{p} = (5,76 \pm 1,56) \cdot 10^{-7} \cdot e^{(0,245 \pm 0,03) \frac{E}{p}}$	Чистый азот $\theta = 22^\circ$
$44 \leq \frac{E}{p} \leq 176$	$\frac{\alpha}{p} = (1,166 \pm 0,022) \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{E}{p} - 32,1 \pm 1,4\right)^2$	Однородное поле
$200 \leq \frac{E}{p} \leq 1000$	$\frac{\alpha}{p} = -3,65 + \left(0,21 \cdot \frac{E}{p}\right)^{1/2}$	
Паавола		
$30 \leq \frac{E}{p} \leq 45$	$\frac{\alpha}{p} = 1,56 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{E}{p} - 30,1\right)^2$	Воздух, атмосферное давление
Сандерс		
$20 \leq \frac{E}{p} \leq 36$	$\frac{\alpha}{p} = (2,76 \pm 0,26) \cdot 10^{-8} \cdot e^{(0,35 \pm 0,002) \frac{E}{p}}$	Сухой воздух

Иодлбауэр⁹ показал, что данные Сандерса в диапазоне $36,5 \leq \frac{E}{p} \leq 120$ хорошо удовлетворяют следующему выражению:

$$\frac{\alpha}{p} = 1,35 \cdot 10^{-4} \left(\frac{E}{p} - 28,8\right)^2.$$

Можно показать, что данные Маша⁵ для воздуха в диапазоне $32 \leq \frac{E}{p} \leq 160$ хорошо удовлетворяют следующему выражению:

$$\frac{\alpha}{p} = 1,26 \cdot 10^{-4} \left(\frac{E}{p} - 28\right)^2.$$

Роговский¹² показал, что данные Маша в диапазоне $40 \leq \frac{E}{p} \leq 400$ удовлетворяют также следующему выражению:

$$\frac{\alpha}{p} = 10,5 \cdot e^{-\frac{267}{\frac{E}{p}}}.$$

Данные Тоунсенда в диапазоне $\frac{E}{p} > 300$ удовлетворяют выражению:

$$\frac{\alpha}{p} = 14,6 \cdot e^{-\frac{365}{\frac{E}{p}}}.$$

При меньших значениях $\frac{E}{p}$ это выражение не удовлетворяется.

Особенно тщательные опыты были произведены Боулсом¹⁰. Он употребил чистые платиновые электроды и принял особые меры против проникновения ртути в пространство с исследуемым газом. Для чистого азота он нашел значения для $\frac{\alpha}{p}$ более низкие, чем все прочие авторы, работавшие до него. При значениях $\frac{E}{p} > 300$ значения для $\frac{\alpha}{p}$ получились на 17% ниже тех, которые были получены Тоунсендом. При загрязнении газа парами ртути и покрытии ими поверхности электродов значения для $\frac{\alpha}{p}$ совпали с полученными Тоунсендом.

Различные значения для $\frac{\alpha}{p}$, по-видимому, должны быть объяснены различными загрязнениями газа и его состоянием.

Указанная выше проверка закона Тоунсенда является косвенной. В 1937 г. Резером¹³ была произведена прямая проверка закона Тоунсенда. На рис. 3 приведены снимки, полученные Резером¹³ в камере Вильсона. К двум плоским электродам, расположенным в камере, подавалась прямоугольная волна напряжения. Каждое пятно (формы падающей капли), обращенное острием к отрицательному электроду, представляет собой лавину положительных ионов, оставшихся после

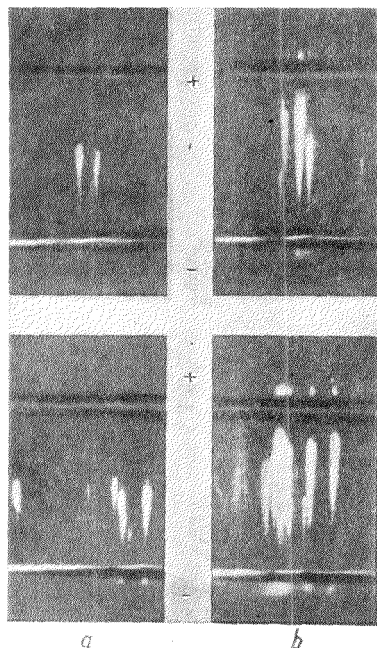


Рис. 3 Снимки лавин ионов, образованных ударной ионизацией электронами, полученные Резером в камере Вильсона

ионизации от одного начального электрона. Как известно, на каждом ионе в момент расширения конденсируется капелька. На оригинале снимка можно различить отдельные капельки и подсчитать их число в лавине. Это число очень хорошо совпадает с числом, полученным из закона Тоунсенда e^{al} , где l — длина лавины, измеренная на снимке. Форма лавины в виде падающей капли, как показывает расчет, должна быть объяснена диффузией электронов.

Таким образом, лавинообразная ионизация электронами при соответствующих градиентах и расстояниях между электродами находит свое полное подтверждение.

2. ТЕОРИЯ ПРОБОЯ ТОУНСЕНДА

Опыты показывают, что при больших расстояниях между электродами точки в координатной системе $(\lg \frac{i}{i_0}, L)$ перестают уклады-

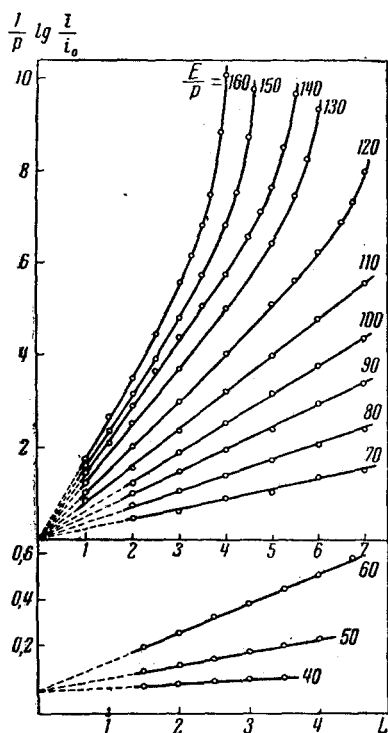


Рис. 4. Зависимость $\lg \frac{i}{i_0}$ от расстояния между электродами согласно опытам Сандерса

L — расстояние между электродами

нами, возникшими вследствие ионизации посторонним источником, т. е. начальными электронами.

ваться на прямой. Прямые начинают искривляться кверху, как это видно на рис. 4. Каждый градиент имеет свое критическое расстояние, начиная с которого лавина растет быстрее, чем по экспоненциальному закону. Увеличенный рост лавины может быть объяснен либо тем, что на помощь электронам приходит новый ионизирующий агент, либо тем, что, начиная с некоторого расстояния, электроны начинают сильнее ионизовать.

Тоунсенд принял первую причину для объяснения наблюдаемых явлений и предположил, что дополнительная ионизация производится положительными ионами¹. Обозначив через β число пар ионов, которые производит один положительный ион на 1 см пути по направлению поля, Тоунсенд нашел, что ток, идущий между плоскими электродами, при приложении к ним некоторой разности потенциалов и при расстоянии между ними L будет равен

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)L}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)L}}. \quad (2)$$

i_0 — ток, обусловленный электро-

Новая теория Тоунсенда, учитывающая дополнительную ионизацию положительными ионами, является значительным шагом вперед в изучении механизма газового пробоя. Дело в том, что ионизация одними электронами не может вызвать вообще явление разряда в газах. Действительно, допустим, что группа начальных электронов, возникшая на поверхности катода под воздействием внешнего источника, движется к аноду и ионизует совместно с вновь образованными ими вторичными электронами. Этот процесс носит название первичного процесса. Лавина электронов, дойдя до анода, поглощается им. Если вслед за первой группой начальных электронов на поверхности катода не возникают последующие группы начальных электронов, то процесс в газе на этом закончится и никакого пробоя не произойдет. Если же вслед за первой группой на поверхности катода под действием внешнего источника непрерывно возникают последующие группы и движутся подобно первой и вслед за ней к аноду, ионизуя по пути, в газе будет происходить разряд, который носит название самостоятельного разряда.

Если первая группа начальных электронов, возникшая под действием постороннего источника, создает лавину и позади лавины продуктами ионизации начальными электронами будут образованы новые электроны, которые могут, очевидно, в свою очередь служить последующими начальными электронами, в газе начнется разряд, хотя бы действие постороннего источника прекратилось. Такой разряд носит название самостоятельного разряда.

Если на каждый начальный электрон продуктами его ионизации позади лавины будет образован один или больше электронов, разряд будет развиваться и приведет к пробую. Если же на каждый начальный электрон продуктами его ионизации будет образовано меньше одного электрона, разряд будет затухать. Действия продуктов ионизации первичными электронами носят название вторичных процессов.

Так как положительные ионы движутся в направлении, противоположном электронам, то их ионизация будет происходить позади прошедшей лавины электронов, продуктами которой они являются. Таким образом, теория, основанная на ионизации электронами и положительными ионами, описывает такой механизм, который может объяснить переход от несамостоятельного к самостоятельному разряду. Математически условие перехода несамостоятельного разряда к самостоятельному выражается в том, что знаменатель правой части выражения (2) становится равным нулю. Тогда ток между электродами становится сколь угодно большим и не зависит от величины начального тока i_0 , вызванного действием внешнего источника.

Мы видим, что первоначальная теория или, вернее, закон Тоунсенда ни физически, ни математически не могли объяснить самостоятельный разряд в газах. Главная ценность новой теории Тоунсенда заключалась именно в том, что она устраняла этот основной дефект.

Помимо этого, вторая теория могла объяснить возрастание тока более сильное, чем по экспоненциальному закону. То, что отступле-

ние от экспоненциального закона начинается только при больших расстояниях, показывает, что ионизация положительными ионами должна быть менее эффективна, чем ионизация электронами. Действительно, значения для β получаются из опыта раз в 1000 меньше, чем для α при тех же условиях в интервале $\frac{E}{p}$ от 100 до 160. Значения β получаются экспериментально следующим образом. Из прямой части кривых $\lg \frac{i}{i_0} = f(L)$ (см. рис. 4) получают значения для α . Затем, пренебрегая β по сравнению с α в выражении (2), имеем

$$i = i_0 \frac{ae^{\alpha L}}{\alpha - \beta e^{\alpha L}},$$

откуда определяется β .

Полученные в первых опытах таким путем значения для β оказались также зависящими от градиента, рода, состояния и давления газа. Поэтому значения для β даются обычно, как и для α , кривой $\frac{\beta}{p} = \varphi\left(\frac{E}{p}\right)$. Эти значения для $\frac{\beta}{p}$ даны на рис. 5.

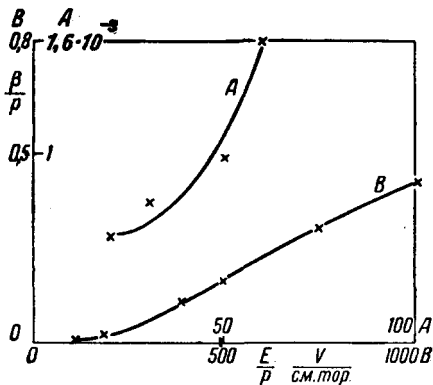


Рис. 5. Зависимость $\frac{\beta}{p}$ от $\frac{E}{p}$

А — Сандерс (сухой воздух), В — Эйрис (азот)

Найденная из первых опытов зависимость $\frac{\beta}{p} = \varphi\left(\frac{E}{p}\right)$ оказалась монотонно возрастающей функцией^{3, 11a}. Такой характер зависимости для $\frac{\beta}{p}$ и численные значения для β хорошо согласовались с представлениями Тоунсенда о физическом смысле β , как коэффициента ионизации положительными ионами.

Если задаться некоторым значением L и p , можно определить то значение E , при котором разряд переходит в самостоятельную фазу, т. е. удовлетворяет соотношению

$$1 = \frac{\beta}{\alpha} e^{(\alpha - \beta)L} = \frac{f\left(\frac{E}{p}\right)}{\varphi\left(\frac{E}{p}\right)} e^{[f\left(\frac{E}{p}\right) - \varphi\left(\frac{E}{p}\right)]L}. \quad (3)$$

Для тех же значений L и p можно найти из опыта величину градиента E , при котором происходит пробой. Оказывается, эти два значения очень хорошо совпадают^{11a}. В табл. 2 приведены данные, заимствованные у Эйриса^{11a}. Это является третьим существенным доказательством правильности теории Тоунсенда.

Наряду с первыми опытами, подтверждающими правильность второй теории Тоунсенда, выявились факты, которые не могли быть объяснены теорией или не согласовались с ней.

Т а б л и ц а 2

L — расстояние между плоскими электродами, E — градиент поля, p — давление газа (азот), U — пробивное напряжение, полученное из опыта, EL — напряжение, определенное из выражения (3)

$\frac{E}{p}$ В/см тор	$\frac{\alpha}{p}$	$\frac{\beta}{p}$	Lp см тор	EL В	U В
125	0,85	0,0013	7,65	956	965
150	1,32	0,0048	4,27	641	648
175	1,84	0,0084	2,95	516	518
200	2,5	0,013	2,12	424	425
300	4,1	0,058	1,06	318	318
400	5,43	0,103	0,75	300	298
500	6,29	0,157	0,60	300	302
750	7,91	0,301	0,43	323	322
1 000	9,02	0,422	0,36	357	350

Опыт показывает, что пробой происходит, спустя некоторое время после приложения к промежутку пробивного напряжения^{14–33}; это время называется временем запаздывания. Хотя явление запаздывания может быть объяснено, исходя из теории Тоунсенда, однако получаемые при этом значения чрезмерно велики и отличаются от данных, полученных на опыте, на два или три порядка и выше^{15, 18–23, 31–33а, 56, 84}.

Затем, рядом авторов^{34–42} было замечено, что пробивные напряжения снижаются с увеличением начального тока i_0 , обусловленного посторонним источником ионизации. Этот факт не только не согласуется с теорией Тоунсенда, но находится в прямом противоречии с ней. По теории Тоунсенда пробивное напряжение, определяемое из выражения (3), не должно зависеть от начального тока.

Первые вольт-секундные осциллограммы, дающие изменение напряжения на пробивном промежутке в зависимости от времени, снятые Таммом¹⁸, Роговским¹⁹, Роговским и Таммом⁴³ (рис. 6а и 6б), показали, что во время разряда напряжение резко падает и одновременно сильно растет ток. Это явление тоже никак не может быть объяснено теорией Тоунсенда.

Особенное сомнение вызывает роль положительных ионов как агентов ионизации.

Квантовая механика следующим образом рассматривает процесс ионизации. При соударении ионизирующей частицы с атомом последний может остаться в нормальном энергетическом состоянии (упругий удар) или может перейти в возбужденное состояние (неупругий удар). Если при возбуждении атом переходит в состояние, соответствующее непрерывному спектру, то из атома вылетает электрон и атом оказывается ионизованным.

Бете ⁴⁴ приближенным методом Борна определил вероятность ионизации при столкновении ионизирующей частицы с атомом. Эта вероятность зависит только от заряда и скорости ионизирующей частицы и не зависит от ее массы. Таким образом, одна и та же вероятность ионизации в одном и том же газе будет иметь место и для электрона, и для любого положительного иона с одинаковыми зарядами и с энергиями, пропорциональными их массам. Так, протон начинает ионизовать при энергии приблизительно в 300 eV, ион молекулярного водорода H_2^+ при энергии около 600 eV. Минимальная энергия ионов азота еще выше.

Область применения метода Борна ограничивается тем, что скорость ионизирующей частицы должна быть велика по сравнению с орбиталь-

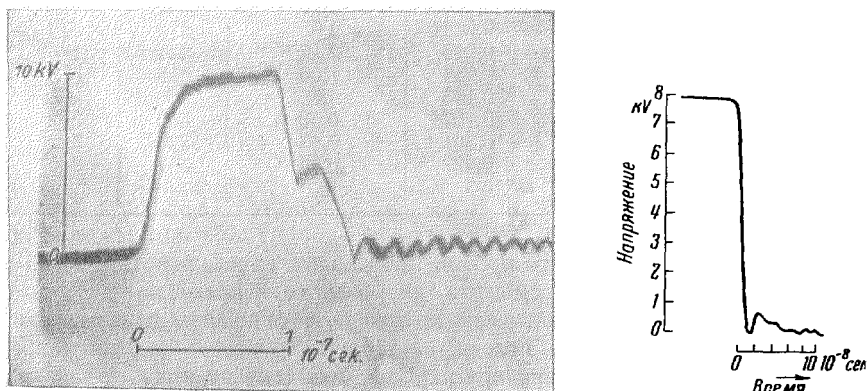


Рис. 6а и 6б. Вольт-секундные осциллограммы разряда в воздухе между плоскими электродами при атмосферном давлении, снятые Роговским

ной скоростью электрона атома. Для медленных ионов она дает преувеличенные значения. Этим ограничением не обладает метод возмущенных волновых функций Мотта и Месси. Минимальная энергия, которой должен обладать протон для ионизации атомов водорода, определенная этим методом, равна приблизительно 400 eV ⁴⁵. Вероятность ионизации атомов водорода протонами согласно метода возмущенных волновых функций раз в сто меньше, чем вероятность, определяемая методом Борна, и составляет величину порядка 10^{-17} .

Обратимся теперь к экспериментальным данным. Гольдман ⁴⁶ не мог обнаружить никакой ионизации водорода протонами с энергией в 4 000 eV и ниже. Опыты Вольфа ⁴⁷ показали, что водород H_2 и азот N_2 не ионизируются ионами H_2^+ и N_2^+ с энергией в 1 000 eV.

В приборе, который позволяет обнаружить один акт ионизации на каждую тысячу первичных положительных ионов, не было получено ⁴⁸ указаний на ионизацию водорода ионами натрия или калия вплоть до скоростей около 1 000 eV ¹).

¹) В благородных газах ионизация ионами калия могла быть обнаружена при небольших скоростях порядка 100 eV.

В обычных условиях разряда в газах при атмосферном и даже гораздо более низком давлении ионы не могут набрать той большой энергии, которая им необходима для ионизации.

В 1939 г. Тоунсенд⁴⁹ снова выступил в защиту возможности объяснить вторичные процессы ионизацией положительными ионами. Его доказательства основаны на следующем.

Потенциал ионизации для воздуха Тоунсенд принимает в 15 eV. Так как массы положительного иона и атома равны, то энергия положительного иона должна быть 30 eV. Положительные ионы обладают максвелловским распределением энергии и, следовательно, средняя энергия может быть меньше. Тоунсенд принимает ее в 20 eV. Затем, из теории вязкости, Тоунсенд оценивает длину свободного пробега положительных ионов при температуре 20 eV в $7 \cdot 10^{-5}$ см. Далее Тоунсенд принимает разрядное напряжение в 33 kV при равномерном поле и расстоянии между электродами в 1 см. На длине одного пробега положительный ион наберет 2,3 eV, а число пробегов будет 14 300, считая, что все пробеги будут совпадать с направлением поля. Следовательно, число пробегов, где положительный ион наберет энергию,

равную или большую 30 eV, будет $Se^{-\frac{V_0}{E\lambda}} = 14\,300e^{-\frac{33\,000 \cdot 7 \cdot 10^{-5}}{15}}$. Это число в $6 \cdot 10^5$ раз больше значения β , определяемого для этих условий из выражения (3). Однако, согласно Томсону энергия в 30 eV недостаточна для ионизации воздуха ионами азота. По его теории ионизация происходит тогда, когда ионизирующая частица, сталкиваясь с электроном атома, передает ему энергию, равную или большую энергии связи электрона с атомом, т. е. энергии ионизации⁵¹. Электрон отрывается от атома и этим самым атом становится ионизованным. В самом благоприятном случае, при центральном ударе и когда кинетическая энергия вторичного электрона равна нулю, минимальная энергия ионизирующей частицы должна быть равна $\frac{M}{4m}V$, где M и m — массы ионизирующей частицы и электрона, V — потенциал ионизации. Отсюда минимальная энергия ионов азота для ионизации воздуха составляет около 100 000 eV.

В 1940 г. Верней⁵¹ опубликовал небольшую заметку в ответ на статью Тоунсенда. Его ответ сводится к следующему. Новые данные (автор не указывает, кем они получены, повидимому, — им самим) показывают, что для ионизации воздуха энергия положительного иона в самом благоприятном случае должна быть по крайней мере в 3 раза больше энергии электрона. Вероятность получения этой энергии определяется средней длиной свободного пробега иона, которая при температуре иона в 20 eV не намного больше средней длины свободного пробега молекулы.

Учитывая эти результаты, вероятность ионизации положительными ионами, определяемая волновой механикой, получается исключительно малой. Если даже воспользоваться методом Тоунсенда, то приведенные выше новые данные дают в самом благоприятном случае число ионизаций на 1 см пути, в 10^{10} раз меньшее, чем величина β 1).

1) С несколько иной точки зрения дана критика теории Тоунсенда в работе Курчатова⁵². Автор приходит к тем же выводам.

3. РОЛЬ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Чтобы объяснить нарастание тока, более сильное, чем по экспоненциальному закону, с увеличением расстояния между электродами, Роговский⁵⁸ и независимо от него Леб⁵⁴ стали на другую, чем Тоунсенд, точку зрения. Они приняли, что причиной этого является увеличение коэффициента ионизации электронами вследствие изменения в процессе разряда геометрии поля в разрядном пространстве. В то время, когда электроны движутся к аноду, положительные ионы будут двигаться к катоду. Постепенно у катода образуется пространственный положительный заряд, который сильно увеличит градиент у катода. Последующие лавины электронов будут значительно сильнее ионизовать. Роговский принял, что время образования пространственного заряда при расстоянии между электродами в 1 см равно примерно времени, которое необходимо положительному иону для того, чтобы пройти от анода к катоду. Определив для равномерного поля с градиентом в 30 кВ/см подвижность положительных ионов в воздухе при атмосферном давлении, Роговский оценил это время в 10^{-4} — 10^{-5} сек.

Несколько позже эти предположения о скорости движения положительных ионов в разряде были подтверждены опытами Лауренса и Дэннингтона²¹, измеривших скорости движения положительных ионов в разряде между пластинами с помощью керровского затвора и спектрографа. Авторы измеряли время от начала разряда до появления линий, связанных с материалом электродов, на данном расстоянии от электрода. На электроды подавалось переменное 60-периодное напряжение в 25 кВ при расстоянии между электродами в 6 мм. Скорости положительных ионов цинка, кадмия и магния оказались от 10^5 до $2 \cdot 10^5$ см/сек.

Таким образом, время запаздывания разряда должно быть 10^{-4} — 10^{-5} сек. Однако, вольт-секундные осциллограммы, снятые Роговским²⁰, Таммом¹⁸, Роговским, Флеглером и Таммом¹⁹, для такого случая при статическом напряжении показали, что время запаздывания разряда составляет 10^{-7} или несколько единиц на 10^{-7} сек.; сам разряд происходит за время меньше, чем 10^{-8} сек. (примерно $3 \cdot 10^{-9}$ сек.). При перенапряжении в 300% время запаздывания уменьшается до 10^{-8} сек. На рис. 6 приведены две такие осциллограммы. Затакой короткий промежуток времени положительные ионы практически не могут успеть сдвинуться с места.

Эти данные Роговского о небольшом времени запаздывания и чрезвычайно быстром развитии разряда согласуются с результатами работ других авторов^{15, 21—23, 31—33, 33а, 56, 84}.

Гиппель и Франк⁵⁵ считают, что для образования пространственного заряда вовсе не требуется предположения о движении положительных ионов, которое, как видно, не подтвердилось экспериментом. Образование пространственного заряда и малые времена запаздывания могут легко быть объяснены следующим образом. Электрон, вырванный из поверхности катода посторонним источником, двигаясь к аноду в равномерном поле, образует лавину положительных ионов, равную $e^{\alpha L}$ — 1, где L — расстояние между электродами. Так как электроны

движутся раз в тысячу быстрее положительных ионов, то практически следует считать, что во время движения электронов положительный пространственный заряд остается на месте.

Лавина электронов, дойдя до анода, будет им поглощена. Оставшийся положительный пространственный заряд будет, очевидно, распределен тоже по экспоненциальному закону по мере удаления от катода. Таким образом, почти весь положительный заряд будет сосредоточен около анода. Разность потенциала между катодом и этим пространственным зарядом согласно вычислениям Гиппеля и Франка будет

$$U_1 = \frac{4\pi\epsilon}{\alpha_1 \Delta f_1} (e^{\alpha_1 L} - 1),$$

где ϵ — заряд электрона, Δf_1 — площадь поперечного сечения лавины, которая определяется из следующих соображений. Если посторонний источник вырывает из катода поток электронов, которые дают ток $I \text{ A/cm}^2$, то, чтобы за время τ_1 из поверхности электрода вырвать один электрон, необходимо, чтобы сечение канала было

$$\Delta f_1 = \frac{\epsilon}{F_1}.$$

Первая лавина несколько изменит распределение потенциала в разрядном промежутке. Новое распределение потенциала изображено на рис. 7, где кривая A — первоначальное распределение потенциала, кривая B — истинное распределение потенциала после прохождения первой лавины и кривая C — расчетное распределение потенциала после прохождения первой лавины. Заменяя истинную кривую B расчетной C и приняв новое τ_2 (раз в 10 меньше τ_1), можно проделать тот же расчет со второй лавиной.

Для случая равномерного поля с градиентом в $31,7 \text{ kV/cm}$, расстояние между электродами 1 см , $\tau_1 = 10^{-7} \text{ сек.}$, $I = 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ A/cm}^2$, Гиппель и Франк получают $\Delta f_1 = 1 \text{ мм}^2$ и $U_1 = 1,06 \text{ kV}$. Второй электрон, вырванный из поверхности катода в промежутке 10^{-8} сек. , дает сечение канала $\Delta f_2 = 10 \text{ мм}^2$ и $U_2 = 2,5 \text{ kV}$; третий за такое же время (10^{-8} сек.) дает $U_3 = 37 \text{ kV}$. Таким образом, трех последовательных начальных электронов более чем достаточно для того, чтобы образовать мощный пространственный заряд, который заполнит по длине весь промежуток и дойдет почти до самого катода. Время запаздывания есть статистическое время, — время, необходимое для появления первого электрона и образования первой лавины; оно составляет 10^{-7} сек. Времени, необходимого для движения электронов от катода до анода, составляет 10^{-8} сек. Времени образования разряда и завершения пробоя будет такого же порядка. Как видно, расчеты, произведе-

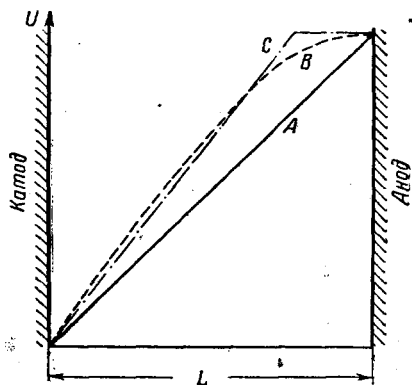


Рис. 7. Распределение потенциала в разрядном промежутке в процессе развития разряда согласно теории Гиппеля и Франка

ленные Гиппелем и Франком, дают такие же величины для запаздывания и образования разряда, какие были получены Роговским и его учениками из вольт-секундных осциллограмм.

Предположение Гиппеля и Франка о механизме образования пространственного заряда подтверждается опытами Гамоса ²³. Гамос с помощью керровского затвора фотографировал свечение разряда между двумя шариками при расстоянии в 5 мм. Уже через $2 \cdot 10^{-9}$ сек. после подачи напряжения у анода появляется свечение с сильно расширенными линиями вследствие Штарк-эффекта, что, по мнению автора, вызвано наличием большого пространственного заряда положительных ионов. По мере развития разряда это свечение распространяется от анода к катоду.

Таким образом, идея Гиппеля и Франка о быстром образовании достаточного для разряда пространственного заряда базируется на двух предположениях: на быстром движении электронов, которые оставляют позади себя положительный пространственный заряд, и достаточности относительно малого числа последовательных начальных электронов.

Теория Гиппеля и Франка хорошо объясняет быстрое образование пространственного заряда, но не может объяснить всех явлений разряда в газах. Даже при объяснении того простого случая, какой рассмотрен авторами, имеются предположения, которые вряд ли согласуются с фактами. Сечение канала в 10 мм² является слишком большим. Согласно опытам Уайта ⁵⁶, Дэннингтона ²², Буса ⁵⁷, Теплера ⁵⁸, Слепьяна ⁵⁹ и расчетам Оллендорфа ⁶⁰ сечение канала имеет не более нескольких долей квадратного миллиметра. При уменьшении сечения канала Δf увеличится время запаздывания и образования заряда. Принятая Гиппелем и Франком скорость электронов 10^8 см/сек также слишком велика. Теоретически скорость электронов в этих условиях определяется величиной порядка 10^7 см/сек, которая подтверждается опытами Резера в камере Вильсона ¹³. Кроме того, при длинных искрах электроны не поглощаются анодом, и ими нельзя пренебречь при расчете поля пространственных зарядов. В такой простой форме расчет Гиппеля и Франка к ним не применим ¹⁾.

Более строгая теория разряда, основанная на действии одного только пространственного заряда, была разработана Вернеем, Уайтом, Лебом и Позиним ⁶² и Роговским и Воллраффом ⁶³. Что пространственный заряд имеет место в разрядном пространстве, следует хотя бы из следующего. Пробой между острыми происходит при напряжениях, которые дают средние градиенты слишком малые, значительно меньше таких, при которых может быть заметна хоть какая-нибудь ионизация. Пробой в таком поле можно объяснить только постулированием передвижения больших градиентов, существующих у острий, к середине промежутка. Последнее может быть обусловлено только образованием пространственного заряда.

Кроме опытов Гамоса, которые приводились выше, существование пространственного заряда в разряде подтверждается аналогичными опытами Лауренса и Дэннингтона ²¹. Лауренс и Дэннингтон снимали

¹⁾ Критика самого вывода Гиппеля и Франка дана в работе Сливача ⁶¹.

спектр разряда между двумя пластинками при расстоянии между ними в 6 мм. Из расширения спектральных линий (45 Å), вызванного наличием ионного поля, авторы определили степень ионизации молекул воздуха в 33 %.

Подсчеты Вернея, Уайта, Леба и Позина⁶⁴ с учетом влияния пространственного заряда показали, что наличие пространственного заряда, образованного одной только первичной электронной ионизацией в промежутке между двумя плоскими электродами, действительно может вызвать искривление прямой $\lg \frac{i}{i_0}$ в зависимости от L и конечный искровой пробой. Это искривление зависит от расстояния между электродами, давления, напряжения и интенсивности облучения. Вероятность подобных явлений вследствие одной только первичной электронной ионизации определяется видом $f\left(\frac{E}{p}\right)$, дающей значение $\frac{\alpha}{p}$. Если $f\left(\frac{E}{p}\right)$ имеет степенной вид с показателем степени

больше единицы, искажение поля, вызванное пространственным зарядом, будет иметь место. Чем больше показатель степени, тем вероятнее искажение поля и пробой по этой причине. Дальнейшие вычисления Вернея⁶⁴ для азота при атмосферном давлении и равномерном поле с градиентами в 30 кВ/см показали, что при наличии одной только ионизации первичными электронами и плотности начального фотоэлектрического тока от постороннего источника $i_0 = 5 \cdot 10^{-12}$ А/см² — пробой произойдет, когда расстояние между плоскими электродами будет 1 см. При уменьшении плотности начального тока до $i_0 = 5 \cdot 10^{-15}$ А/см² и $i_0 = 5 \cdot 10^{-17}$ А/см² расстояние между электродами должно быть увеличено соответственно до 1,7 и 2 см. В действительности при вышеуказанных условиях пробой всегда имеет место при расстоянии между плоскими электродами в 1 см, и не было замечено изменений в пробивном напряжении при величине начального тока от постороннего источника в диапазоне от 10^{-17} до 10^{-12} А/см²^{35,41,65}. Увеличение плотности начального тока от постороннего источника выше 10^{-12} А/см² приводит к уменьшению пробивного напряжения. Согласно теории Шаде³⁷, Роговского, Фукса и Воллраффа^{12, 34, 66, 67}, учитывающей не только образование пространственного заряда, но и вторичные процессы, уменьшение пробивного напряжения должно быть пропорционально корню квадратному из плотности начального тока от постороннего источника $\frac{\Delta U_0}{U} = k\sqrt{i_0}$.

$\Delta U = U - U_a$, где U — пробивное напряжение без облучения, U_a — пробивное напряжение при облучении.

Опыты Роговского и Воллраффа³⁵, Шаде³⁷ и особенно тщательные опыты Фукса и Бонгарца⁴¹ и Бринкмана^{68, 69, 39} подтвердили эту теорию.

Таким образом, теоретические и экспериментальные работы указанных выше авторов дают возможность сделать вывод, что благодаря действию вторичных процессов пробой в действительности происходит задолго до того, когда пространственный заряд, образованный только

первичной электронной ионизацией, достигает таких значений, при которых должен был бы произойти пробой.

К такому же выводу приходят Роговский и Воллрафф⁶³ в своей теоретической работе, специально посвященной вопросу о том, происходит ли пробой вследствие действия одной только первичной электронной ионизации или под действием вторичных процессов. Авторы пришли к выводу, что при заданном среднем градиенте E_m пробой может произойти под действием пространственного заряда, образованного одной только первичной электронной ионизацией, только тогда, когда плотность начального тока, вызванного посторонним источником, не меньше некоторого определенного значения i_{0m} . Только при достижении начального тока этого критического значения процессы в разряде становятся неустойчивыми и приводят к пробую.

Если взять из опыта значение среднего градиента, при котором происходит пробой, и подсчитать критические значения начального тока от постороннего источника i_{0m} , то для расстояний между плоскими электродами L получаются следующие данные:

L см	0,01	0,1	1	10
i_{0m} А/см ²	$8,1 \cdot 10^{-6}$	$3,6 \cdot 10^{-8}$	$4,8 \cdot 10^{-12}$	$1,9 \cdot 10^{-23}$

Для малых расстояний получаются слишком большие значения. В действительности пробой происходит при значениях начального тока

от постороннего источника даже порядка 10^{-16} — 10^{-17} А/см². Это значит, что при малых расстояниях кроме пространственного заряда образованию пробоя способствуют и другие процессы. Для больших расстояний вопрос остается еще неопределенным.

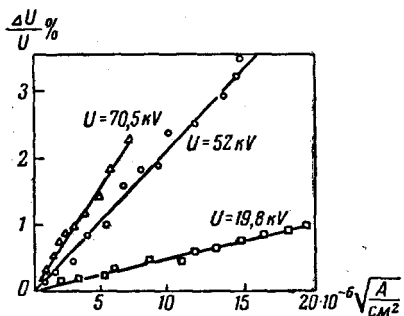


Рис. 8

Далее Роговский и Воллрафф⁶³, исходя из двух предположений, определили величину снижения пробивного напряжения при облучении разрядного промежутка источником, вызывающим ионизацию в нем. Они

нашли, что в случае учета действия одного только пространственного заряда, образованного первичной электронной ионизацией, снижение напряжения должно быть примерно пропорционально приращению плотности начального тока, вызванного посторонним источником — $\frac{\Delta U}{U} \big|_0 \sim \frac{\Delta i_0}{i_0}$. В случае учета совместного действия простран-

ственного заряда и вторичных процессов снижение пробивного напряжения должно быть пропорционально корню квадратному из плотности начального тока, вызванного посторонним источником: — $\frac{\Delta U}{U} \sim \sqrt{\frac{\Delta i_0}{i_0}}$.

Произведенные эксперименты, о чем уже упоминалось выше, убедительно показали, что второе предположение является правильным. На рис. 8 приведен график, заимствованный из работы Фукса и Бонгарца⁴¹.

По оси ординат отложено снижение напряжения в процентах, по оси абсцисс — корень квадратный из плотности начального тока, вызванного посторонним источником. Пробой производился между шарами в воздухе при атмосферном давлении. Три графика относятся к трем разным расстояниям между шарами или разным начальным напряжениям. Облучение промежутка производилось кварцево-ртутной дугой. Начальный фотоэлектрический ток i_0 измерялся чувствительным гальванометром с янтарной изоляцией. Из графика видно, что и при больших расстояниях второе предположение Роговского и Воллраффа о совместном действии пространственного положительного заряда со вторичными процессами блестяще оправдалось. Из всего вышесказанного следует, что образование пространственного положительного заряда может привести к разряду только при наличии непрерывного первичного тока, вызванного посторонним источником. Такой разряд будет несамостоятельным. В действительности при наличии непрерывного первичного тока, вызванного посторонним источником, образованный им пространственный положительный заряд очень сильно способствует развитию разряда, но пробой происходит фактически при совместном действии пространственного заряда и вторичных процессов.

4. ВТОРИЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Выше было указано, что ионизация положительными ионами, как вторичный процесс в разрядах, при обычных условиях отпадает¹⁾. Еще до работ о влиянии пространственного заряда на развитие разряда Тоунсенд предложил другой механизм вторичных процессов. Положительные ионы, находящиеся вблизи катода в месте больших градиентов, под действием сильного поля движутся к катоду. Достигнув поверхности катода, они ударяются о нее и вырывают из нее электроны. Эти электроны, образованные позади уже прошедшей электронной лавины продуктами ионизации этой лавины, могут при достаточном их числе вызвать самостоятельный разряд. Ток, идущий между плоскими электродами, в этом случае будет равен

$$i = i_0 \frac{e\alpha L}{1 - \gamma(e\alpha L - 1)}, \quad (4)$$

где γ — число электронов, вырванных из поверхности катода, на одну пару образованных в разряде ионов. Так как рассматриваемый механизм вторичных процессов был предложен Тоунсендом еще до работ Роговского с осциллографом, то Тоунсенд считал, что все положительные ионы приходят на катод. Поэтому под γ он понимал число электронов, вырванных из катода одним положительным ионом. Так обычно трактуется коэффициент γ . Однако, так как все ионы не успевают во время пробоя дойти до катода, то следует либо ввести некоторый коэффициент, учитывающий ту часть ионов, которая успевает дойти

¹⁾ При необычайных, исключительных условиях — очень малых давлениях и очень больших напряжениях — ионизация положительными ионами может иметь в разряде первенствующее значение⁷⁰⁻⁷².

до катода, либо относить γ к одной паре ионов, образованных в разрядном пространстве.

Условие перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный будет

$$1 = \gamma(e^{\alpha L} - 1). \quad (5)$$

Кроме указанного, рядом авторов были предположены и другие механизмы вторичных процессов: фотоионизация газа, вырывание электронов из поверхности катода фотоэффектом и ионизация метастабильными атомами ударами второго рода.

При столкновении электрона с атомами, помимо ионизации, происходит также возбуждение атома. Так как на возбуждение с переводом электронов внешних оболочек атома требуется меньшая энергия, чем на ионизацию, то такие процессы более вероятны. Переходя в нормальное состояние, атом излучает. Рекомбинация ионов также сопровождается излучением; излучение распространяется во все стороны. Частично оно поглощается самим газом, часть его попадает на поверхность катода и вырывает из нее электроны.

Помимо фотоэффекта на поверхности катода, излучение может также произвести фотоионизацию самого газа. Фотоионизация газа значительно менее вероятна, чем фотоэффект на поверхности катода, так как потенциал ионизации любого газа значительно выше работы выхода. Ионизовать атомы того же газа может только излучение, испускаемое при рекомбинации или в том случае, когда атом был возбужден вследствие перевода электрона с низкого уровня энергии. Последнее обстоятельство очень мало вероятно. В смешанных газах, когда потенциал ионизации одного газа меньше, чем второго, уже небольшие примеси первого газа могут быть достаточны, чтобы фотоионизация газа могла служить механизмом вторичных процессов.

Ионизация метастабильными атомами ударом второго рода также имеет значение в смешанных газах, когда энергия возбуждения метастабильного уровня одного газа выше потенциала ионизации второго. Так как продолжительность жизни метастабильных уровней велика — от 10^{-4} до 10^{-2} сек. — и так как метастабильные атомы вследствие диффузии способны передвигаться против поля, их роль в развитии разряда может быть весьма значительна. Здесь также небольшие примеси другого газа могут очень сильно способствовать развитию разряда.

Если фотоэффект на катоде является механизмом вторичных процессов, то ток, идущий между плоскими электродами, будет

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha L}}{1 - \frac{\eta \sigma \vartheta}{\alpha - \gamma} [e^{(\alpha - \gamma)L} - 1]}, \quad (6)$$

где ϑ — количество атомов, которые возбуждаются одним электроном на 1 см пути по направлению поля, γ — коэффициент поглощения излучения в газе, σ — часть всего излучения, попавшая на поверхность катода, η — выход электронов при фотоэффекте, т. е. количество электронов, которые вырываются одним фотоном,

Условие перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный будет иметь следующий вид:

$$1 = \frac{\eta \sigma \vartheta}{\alpha - \gamma} [e^{(\alpha - \gamma)L} - 1]. \quad (7)$$

Леб⁶⁴ показал, что между уравнениями (2), (4) и (6) нет существенной разницы. Практически эти уравнения сводятся к одному, а, следовательно, к одному виду сводятся и выражения (3), (5) и (7).

Действительно, если положить

$$\gamma' = \frac{\beta}{\alpha - \beta},$$

$$\gamma'' = \frac{\eta \sigma \vartheta}{\alpha - \gamma},$$

то уравнения (2) и (6) перейдут в

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha L}}{1 - \gamma' \left[e^{\frac{\alpha}{1 - \gamma'} L} - 1 \right]}, \quad (2a)$$

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha L}}{1 + \gamma'' [e^{(\alpha - \gamma)L} - 1]}. \quad (6a)$$

Если, далее, пренебречь γ' по сравнению с 1, а γ по сравнению с α , то все эти уравнения формально будут одинаковы и похожи на уравнение (4), а выражения (3) и (7) на (5). Выражение (5) может быть физически трактовано следующим образом. Если у поверхности катода образуется свободный начальный электрон, то, дойдя до анода, он образует на своем пути $(e^{\alpha L} - 1)$ пар ионов. Если на каждую пару ионов каким-либо механизмом вторичных процессов вырывается γ электронов из поверхности катода, то на каждый начальный электрон вторичными процессами будет образовано μ электронов у поверхности катода

$$\mu = \gamma (e^{\alpha L} - 1) \quad (8)$$

электронов. Если $\mu < 1$, то число начальных электронов будет постепенно уменьшаться и разряд будет затухать. Если $\mu > 1$, то начальное число электронов будет постепенно расти и разряд будет развиваться. При $\mu = 1$ и $1 = \gamma (e^{\alpha L} - 1)$ наступает равновесное состояние и одновременно состояние, при котором несамостоятельный разряд переходит в самостоятельный.

Если вторичные процессы происходят в толще газа, а не на поверхности катода, то формально математически процесс может быть описан так, как если бы они происходили у поверхности катода⁶⁷.

Электроны, образованные в газе фотоионизацией или ионизацией положительными ионами, эквивалентны некоторому меньшему числу электронов, образованных у поверхности катода. Действительно, если в единице объема газа за 1 сек. на одну пару ионов вторичными процессами образуется N_0 электронов, то, двигаясь к аноду, все образованные в газе электроны дадут лавину электронов, равную

$$N = N_0 \int_0^L e^{\alpha(L-x)} dx = \frac{N_0}{\alpha} (1 - e^{-\alpha L}) e^{\alpha L}.$$

Если то же число электронов было бы образовано у поверхности катода, то, дойдя до анода, они дали бы лавину электронов $N_0 L e^{\alpha L}$. Чтобы лавины были одинаковы, γ катода должно быть образовано меньшее число начальных электронов $\chi N_0 L$, где $\chi < 1$. Один электрон, образованный в газе, эквивалентен $\chi = \frac{1}{\alpha L} (1 - e^{-\alpha L})$ электронам, образованным у поверхности катода.

Если в коэффициент γ включить значение χ , то выражение (5) останется верным во всех случаях независимо от механизма вторичных процессов. Отсюда видно, что механизм вторичных процессов должен скрываться в значении и характере коэффициента γ .

Из опытов, в которых были найдены значения α и β , можно определить значения γ , если эти опыты проводятся в условиях, когда образование пространственного заряда ничтожно мало.

Опыты Позина⁸ в этом отношении безупречны. На рис. 9 дана полученная Позиним кривая зависимости γ от $\frac{E}{p}$ для азота. С увеличением $\frac{E}{p}$ значение γ монотонно увеличивается. Такой характер кривой

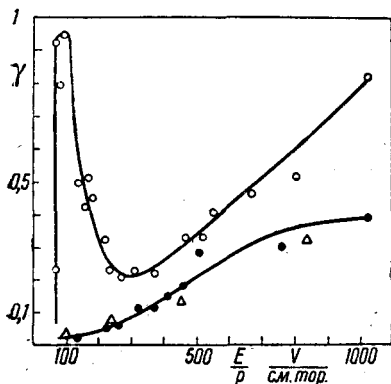


Рис. 9. Зависимость γ от $\frac{E}{p}$

○ — Булс (чистый азот); △ — Булс (азот, загрязненный парами ртути); ● — Позин (азот)

вой γ в зависимости от $\frac{E}{p}$ следует ожидать, если механизм вторичных процессов заключается в вырывании электронов из поверхности катода бомбардировкой положительных ионов. Чем выше градиент, тем больше скорость положительных ионов и тем больше электронов они должны вырывать из поверхности катода. Опыты, произведенные Булсом¹⁰ после Позина, не подтвердили, однако, характер кривой γ . Как указывалось выше, Булс принял особые меры к тому, чтобы пары ртути не проникли в разрядный промежуток с чистым азотом и не осели на поверхности катода. Полученная при этом, как видно на рис. 9, кривая для $\gamma = \frac{\beta}{\alpha}$ имеет совершенно иной вид. Кривая лежит значительно выше и имеет очень резкий и высокий максимум. При впуске в камеру паров ртути значения для γ получились такие же, как и у Позина.

Такой же результат получил Хейл¹¹. Хейл таким же методом, как и Булс, нашел значения γ для чистого водорода. Хейл определил значения γ из выражения (4). Как видно из рис. 10, кривая для γ в зависимости от $\frac{E}{p}$ в чистом водороде имеет максимум.

Оба автора считают, что такой характер кривых может быть объяснен фотоэффектом на поверхности катода. Снижение значе-

ния γ при загрязнении газа парами ртути происходит вследствие поглощения излучения парами ртути.

Опыты Шефера⁷⁸ для некоторых газов с электродами из разного материала показали, что γ либо вовсе не зависит, либо очень слабо зависит от $\frac{E}{p}$. Тот же автор исследовал разряд в аргоне, водороде и воздухе, происходящий в цилиндрическом конденсаторе. Диаметры цилиндров были 1 и 2 см. При перемене полярности пробивное напряжение почти не менялось (для воздуха 11 100 против 11 000 V при $p = 500$ тор, для водорода 5 930 против 5 950 V при $p = 480$ тор); следовательно, не изменялся и коэффициент γ , в то время как градиент у катода изменился весьма заметно.

✓ Все эти опыты говорят за то, что тот механизм вырывания электронов, который обычно приписывался ионной бомбардировке, безусловно, не имеет места. Механизм вырывания электронов из поверхности металла обычно объяснялся следующим образом. Ион, ударяясь о поверхность металла, передает ей большое количество тепловой

энергии. Из-за кратковременности процесса тепло не успевает распространиться на сколько-нибудь заметное расстояние. Поэтому место, куда ударяется ион, нагревается до очень высокой температуры. С этого места начинают испаряться электроны благодаря термоионной эмиссии. Чем больше скорость иона, тем выше температура эмитирующего участка, тем больше электронов излучается. Как видим, опыты Боулса, Хейла и Шефера не подтвердили наличие такого механизма. Однако, это еще не доказывает, что вырывание электронов из поверхности катода происходит без участия положительных ионов.

Ряд опытов, проделанных Гюнтершульце, Бером и Винтером⁷⁴⁻⁷⁶, привел авторов к выводу, что вырывание электронов из поверхности катода в их опытах происходит не ударом, а захватом электрона положительными ионами. Впрочем этот вывод авторов не является особенно убедительным, так как полученные ими результаты могут также быть объяснены фотоэффектом на катоде.

Таким образом, уже приведенные выше опыты дают ряд косвенных доказательств того, что фотоэффект на катоде является механизмом вторичных процессов в разряде. Однако, имеются и прямые опыты, подтверждающие это. Прежде всего следует показать, что излучение разряда обладает фотоионизирующим свойством.

Хотя фотоионизирующее действие излучения искры известно уже со времени Герца, тем не менее мы приведем две работы по исследованию свойств этого излучения, проделанные за последние два года.

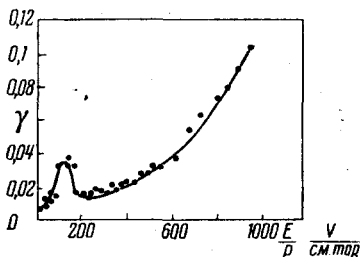


Рис. 10. Зависимость γ от $\frac{E}{p}$ для чистого водорода согласно опытам Хейла

Одна из этих работ — работа Бринкмана⁶⁸ по исследованию фотоэффекта на поверхности металла, вторая — Резера⁷⁷ по фотоионизации газа, производимой излучением искры. Бринкман⁶⁸ исследовал излучение искры между двумя шарами, сделанными из различных материалов, в воздухе при атмосферном давлении и давлении значительно ниже и выше атмосферного. Искра освещала плоский электрод, имеющий форму поверхности Роговского, к которому присоединялся на янтарной изоляции струнный электрометр. Вторым электродом служила сетка, через которую проходило излучение от искры. Бринкман нашел, в согласии со всеми предшествующими работами, что излучение искры действительно способно произвести фотоэффект на поверхности электрода, причем число электронов, вырываемых с 1 см^2 поверхности при расстоянии от искры до электрода

в 10 см , может дойти до $2 \cdot 10^9$. Излучение не монохроматично, наиболее коротковолновая часть очень сильно поглощается воздухом. Спектр излучения зависит от материала электродов искры. Выход фотоэлектронов зависит от материала облучаемого электрода и расстояния до искры.

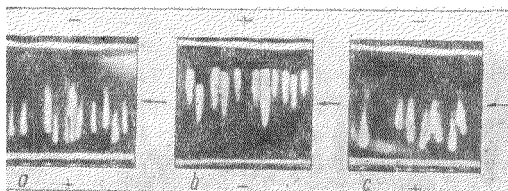
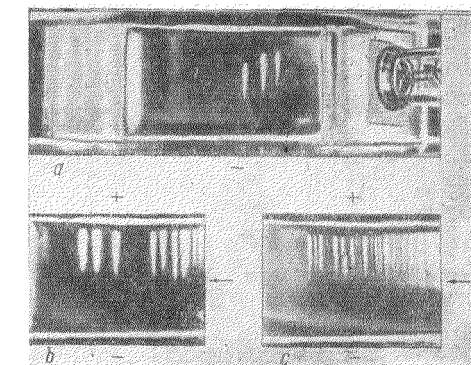


Рис. 11 и 12. Снимки, полученные Резером в камере Вильсона. Стрелка указывает расположение щели, через которую камера облучалась искрой

При удалении искры от электрода интенсивность фототока падает либо обратно пропорционально квадрату расстояния, либо несколько сильнее, в зависимости от спектра излучения и материала электродов.

Резер⁷⁷ исследовал в камере Вильсона способность излучения искры ионизовать газ. На рис. 11 и 12 показаны схемы опытов и снимки, полученные Резером в камере Вильсона. Щель в камере Вильсона, через которую облучалась камера, была расположена перпендикулярно к искре и закрыта целлулоидной пленкой в $7,5 \mu$ толщиной. Как видно из рис. 11 и 12, все следы начинаются на прямой, идущей от щели. Это доказывает, что все следы появились от начальных электронов, вырванных из атомов газа вследствие фотоионизации. По уменьшению числа следов на единицу длины Резер определил поглощение излуче-

ния для данного газа. Для воздуха коэффициент поглощения равен $1,8—2,2 \text{ см}^{-1}$, для кислорода 5 см^{-1} , пересчитанным на атмосферное давление. Из сравнения этих коэффициентов поглощения автор приходит к заключению, что в воздухе подвергаются ионизации как кислород, так и азот. Из энергии ионизации газа автор оценивает длину волны при разряде в воздухе в 1000 Å , а из коэффициента поглощения и телесного угла общее число квантов от всей искры при атмосферном давлении в $10^7—10^8$. По длительности прямоугольной волны напряжения на камере и по длине следов, зная скорость их образования из своих предыдущих работ, автор определяет время излучения и устанавливает, что оно имеет место тогда, когда происходит падение напряжения на искре до перехода ее в дугу. Так как все следы примерно одинаковой длины, Резер делает заключение, что излучение происходит в достаточно короткий промежуток времени.

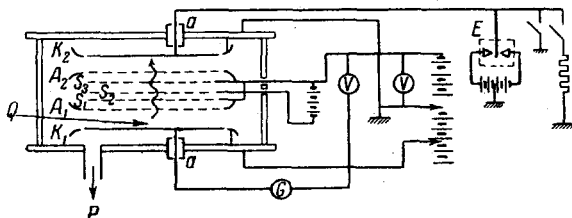


Рис. 13. Схема установки Косты

Q — свет от ртутно-кварцевой дуги, P — к насосу, G — зеркальный гальванометр, E — электрометр, a — янтарь

Уайт⁵⁶ на основании своих опытов и опытов Дэннингтона²² нашел, что искра начинает уже заметно излучать через $2 \cdot 10^{-9}$ сек. после начала резкого спада напряжения на разрядном промежутке.

Из этих работ можно сделать следующий бесспорный вывод. Излучение, испускаемое искрой уже в самый начальный период своего образования, способно дать весьма интенсивный фототок из поверхности электрода и достаточно эффективно производит фотоионизацию такого же газа, в котором происходит разряд. Было бы совершенно непонятным, если бы излучение разряда оказывало сильное действие на развитие разряда в таком же разрядном промежутке, расположенном по соседству, и не оказывало такого же действия на развитие собственного разряда. Таким образом, в том, что развитию разряда способствует фотоионизирующее действие его собственного излучения, сомневаться не приходится. Вопрос заключается в том, насколько фотоионизирующее действие излучения разряда является основным механизмом вторичных процессов.

Коста⁷⁸ экспериментально дает ответ на поставленный выше вопрос. На рис. 13 показана установка Косты. Электрод облучается кварцево-ртутной дугой. При отсутствии электронной ионизации в промежутке начальный ток будет i_0 . При приложении некоторого более высокого напряжения между электродами ток между ними будет

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha L}}{1 - \gamma(e^{\alpha L} - 1)} = (i_0 + i'_0) e^{\alpha L},$$

где i'_0 — дополнительный фототок, вызванный фотоэффектом на поверхности электрода от собственного излучения. Измеряя i и i_0 зёркальным гальванометром и определяя обычным путем значения α для данных условий, можно определить i'_0 , если в пространстве между электродами не образуется пространственного заряда. Последнее обстоятельство экспериментально контролировалось Костой. Отсюда

$$i'_0 = \frac{i}{e^{\alpha L}} - i_0.$$

К сетке S_2 подавался небольшой положительный потенциал, который препятствовал проникновению зарядов вследствие диффузии из одного пространства в другое.

Излучение от разряда между электродами K_1A_1 проходит через сетки, попадает в пространство между электродами K_2A_2 и на электрод K_2 и вызывает там фототок i''_0 . Этот ток будет усилен вследствие электронной ионизации в промежутке между электродами K_2A_2 :

$$i' = i''_0 e^{\alpha L}.$$

Измеряя i' струнным электрометром, Коста мог определить i''_0 . Автор затем определяет поглощение излучения в газе и сетках и меньший телесный угол, под которым виден электрод K_2 из пространства K_1A_1 ; по этим данным можно вычислить i'''_0 — фототок между электродами K_2A_2 , если оба промежутка были бы в одинаковых условиях.

Отношение $\frac{i'_0}{i'''_0}$ при L , равном от 1 до 2 см, напряжении от 150 до 400 В/см и давлении $p = 0,8$ тор, колебалось от 1,16 до 2; при $p = 7,1$ тор — от 1,43 до 2,73. Так как точность измерений составляла для i'_0 от 10 до 65%, а i'''_0 — 8%, то Коста считает, что оба тока идентичны. Отсюда Коста делает вывод, что в разряде во вторичных процессах главную роль играет фотоэффект. Далее Коста отмечает, что уже в самой начальной стадии самостоятельного разряда ток i'_0 пропорционален току i , и, следовательно, уже тогда имеет место излучение с фотоионизирующими свойствами. Коэффициенты α , γ и χ получились у Косты в полном согласии с данными Позина, Резера и других авторов.

Выше приводилась работа Шефера⁷³, в которой было найдено, что коэффициент γ не зависит от $\frac{E}{p}$, в частности, и для воздуха (опыты по исследованию разряда в цилиндрическом конденсаторе). С другой стороны, в той же работе Шефер, изучая разряд в воздухе в равномерном поле, констатировал, что закон Пашена соблюдается очень точно. Леб⁶⁴ показал, что закон Пашена вытекает из выражения (5), если допустить, что $\gamma = \varphi\left(\frac{E}{p}\right)$. Следовательно, справедливость закона Пашена для воздуха обозначает одновременно зависимость γ от $\frac{E}{p}$.

Шаде⁷⁹ показал, что оба эти противоречивых факта в действительности согласуются между собой, если учесть зависимость погло-

щения излучения от давления газа. Зависимость коэффициента γ от $\frac{E}{p}$ также не противоречит физическому его толкованию как коэффициента, учитывающего процессы, вызванные фотоэффектом.

Для случая, когда вторичные процессы обусловлены фотоэффектом,

$$\gamma = \frac{\eta \sigma \vartheta}{\alpha - \nu}.$$

ϑ — число атомов, возбужденных одним электроном на 1 см пути по направлению поля, будет также зависеть от градиента и давления газа. $\frac{\vartheta}{p}$, подобно $\frac{\alpha}{p}$, является функцией $\frac{E}{p}$, т. е. $\frac{\vartheta}{p} = \psi\left(\frac{E}{p}\right)$. Поглощение излучения зависит от давления и прямо ему пропорционально. Поэтому можно положить $\nu = \nu_0 p$. Тогда

$$\gamma = \frac{\eta \sigma \frac{\vartheta}{p}}{\frac{\alpha}{p} - \nu_0} = \frac{\eta \sigma \psi\left(\frac{E}{p}\right)}{f\left(\frac{E}{p}\right) - \nu_0} = \varphi\left(\eta, \sigma, \nu_0, \frac{E}{p}\right), \quad (9)$$

где η , σ и ν_0 являются параметрами. Отсюда видно, что (в зависимости от значения параметров и функций ψ и f) γ может быть любой функцией от $\frac{E}{p}$ — растущей, падающей или практически оставаться постоянной.

Выражение (5) будет иметь следующий вид:

$$1 = \varphi\left(\eta, \sigma, \nu_0, \frac{E}{p}\right) \left(e^{f\left(\frac{E}{p}\right) pL} - 1\right) = \varphi\left(\eta, \sigma, \nu_0, \frac{U}{pL}\right) \left(e^{f\left(\frac{U}{pL}\right) pL} - 1\right)$$

или

$$\Phi\left(\eta, \sigma, \nu_0, \frac{U}{pL}, pL\right) = 1. \quad (10)$$

Последнее уравнение выражает закон Пашена.

При выводе уравнения (6) принималось, что σ является постоянной, не зависящей от x (расстояние между катодом и рассматриваемым участком), и при интеграции σ выносилась за знак интеграла.

Собственно σ означает телесный угол, под которым из точки, где находится излучающий атом (A), видна часть поверхности катода S , вырезаемая разрядным каналом K (рис. 14).

При малых расстояниях между электродами и малых давлениях, когда разряд покрывает всю поверхность катода, σ практически можно считать постоянной. В разряде при атмосферном давлении или несколько ниже разрядный канал очень мал и длина канала значительно больше диаметра его сечения. Тогда $\sigma = \frac{K}{x^2}$, где K — поперечное сечение канала —

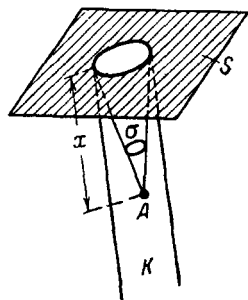


Рис. 14

может тоже зависеть от x . Уравнение усложняется. Останется ли при этом справедливым закон Пашена, покажет дополнительная проверка.

5. ТЕОРИЯ ГИППЕЛЯ И РОГОВСКОГО

Замена уравнения (2) уравнением (6) не устраняет всех недостатков, какими обладает теория разряда, учитывающая одни только первичные и вторичные процессы, о которых уже говорилось выше. С точки зрения этой теории остаются все же необъяснимыми явление запаздывания разряда, зависимость пробивного напряжения от силы начального тока, вызванного внешним источником, и падение напряжения во время пробоя с одновременным ростом тока.

Главное достоинство этой теории — то, что выражение (7) дает правильную величину пробивного напряжения, согласующуюся с данными опыта, — является, как справедливо замечает Леб⁸⁰, чисто случайным.

Ни физически, ни математически уравнение (6) при соблюдении равенства (7) не дает условия, приводящего к вполне определенному пробивному напряжению. Математически уравнение (6) при соблюдении равенства (7) дает только некоторую неопределенность. Физически равенство (7) должно быть истолковано только как условие, определяющее равновесное состояние разряда. Оно обозначает, что при данных значениях E , L , p , η , σ и ν_0 , на каждый начальный электрон вторичными процессами образуется один электрон, отнесенный к поверхности катода. Такое состояние разряда может привести к пробую, но это не обязательно. Соблюдение условия (7) является обязательным, но недостаточным. Завершится ли разряд пробоем или он затухнет, зависит еще от ряда случайных обстоятельств. Поэтому напряжение, удовлетворяющее условию (7), может еще не привести к пробую. Практически, если величина напряжения такова, что условие (7) только соблюдается, т. е. что

$$\mu = \frac{\eta \sigma \frac{\partial}{\partial p}}{\frac{\alpha}{p} - \nu_0} (e^{\alpha L} - 1)$$

несколько не превосходит единицы, пробой происходит весьма редко. При увеличении напряжения и, следовательно, когда μ становится больше единицы, вероятность того, что пробой произойдет, увеличивается. Чем больше μ , тем больше эта вероятность. При μ достаточно большом, практически пробой происходит в каждом случае, когда подается напряжение. Таким образом, даже при приложении напряжения, большего минимального, которое определяет равновесное состояние разряда, существует только некоторая вероятность того, что пробой произойдет. Поэтому пробивное напряжение не является вполне определенной величиной и не имеет при вполне определенных и постоянных условиях однозначного значения. Практически можно установить условно значение пробивного напряжения следующим образом: за пробивное принять то напряжение, которое при данных определенных и постоянных условиях приводит к статистически обусловленному проценту пробоев в определенный, обусловленный отрезок времени. Тот факт, что определяемое из условия (7) напряжение совпадает практически с измеряемым на опыте пробив-

ным напряжением, объясняется видом функции для μ . В диапазоне градиентов, при которых пробой происходит в воздухе при атмосферном давлении, выражение для α имеет следующий вид: $\alpha = Ae^{BE}$ и $\mu = \gamma(e^{Ae^{BE}} - 1)$. Из этого выражения видно, что в этих пределах μ очень чувствительно к напряжению. Небольшое повышение напряжения очень сильно увеличивает значение μ и повышает вероятность пробоя. Создается иллюзия, будто бы существует какое-то определенное пробивное напряжение; практически за пробивное принимается такое напряжение, при котором μ всегда больше единицы.

Таким образом, физический смысл, который, как полагали, содержится в выражении (7), неправилен, а тогда уравнение (6) при соблюдении условия (7) теряет всякий физический и математический смысл.

В этом отношении безупречной является теория Гиппеля⁸¹ и Роговского^{82,12}. Особенно подробно эту теорию разработал Роговский. Оба автора выдвинули свою теорию еще задолго до того, когда вопрос о физической природе коэффициента γ был разрешен. В своей теории они принимали, что механизм вторичных процессов заключается в вырывании электронов из поверхности катода положительными ионами. Роговский^{63, 67, 82} долгое время упорно отстаивал эту точку зрения. Однако, по мере появления новых данных относительно физической природы γ , он переработал свою теорию с учетом фотоионизации газа и фотоэффекта на поверхности катода в качестве механизма вторичных процессов¹². Именно в этом последнем ее виде она будет приведена здесь.

Одним из основных элементов в теории Роговского является учет образования пространственного заряда. Образование пространственного заряда происходит согласно представлениям Гиппеля и Франка⁵⁵. При некотором поданном на разрядный промежуток напряжении случайный электрон, возникший в промежутке, начнет двигаться к аноду и ионизовать на своем пути. Если при данном напряжении $\mu < 1$, разряд не будет развиваться, а, наоборот, начнет затухать. Увеличивая напряжение, можно достигнуть такого его значения, при котором $\mu = 1$.

Пространственный заряд, образованный лавиной от первого начального электрона, будет, главным образом, расположен вблизи анода. Поле стянется, уменьшится L , градиенты у катода повысятся, у анода, наоборот, понизятся. Одновременно с лавиной ионов электроны оставляют лавину возбужденных атомов. Излучение этих атомов рассеивается во все стороны и частично поглощается; только доля его достигает поверхности катода и фотоэффектом вырывает из нее один электрон. Этот новый электрон движется в несколько более сильном поле и ионизует, следовательно, сильнее. При стягивании поля и увеличении градиента aL увеличивается, несмотря на уменьшение L . С увеличением E γ либо остается постоянным, либо увеличивается, а в редких случаях незначительно падает. Это приводит к увеличению μ . Теперь на каждый начальный электрон вторичными процессами у катода образуется больше чем один электрон. В разрядном промежутке ионизация усиливается из-за увеличения

числа начальных электронов и из-за увеличения ионизирующей способности электронов α . Увеличивается пространственный заряд, который растет от анода к катоду. Поле еще более стягивается. Это приводит к еще большему увеличению μ и т. д.

Таким образом, в начале разряда, когда L велико и α мало, состояние разряда, при котором μ становится равным единице, есть равновесное, но нестабильное. Если разряд доходит до этого состояния, он должен сам собой развиваться дальше.

Из выражения (8) видно, что при $\alpha=0$ и при $L=0$ $\mu=0$. μ два раза становится равным нулю и, следовательно, не менее чем два раза должно иметь значение единицы. С увеличением градиента α сначала быстро растет, а затем темп роста α замедляется. По мере того, как поле будет стягиваться, μ сначала будет расти, дойдет до максимума, а затем начнет уменьшаться, дойдя снова до значения

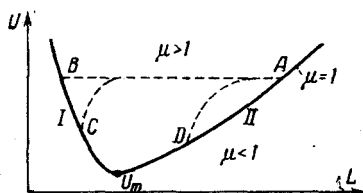


Рис. 15. Развитие разряда согласно теории Гипшеля и Роговского

I — устойчивое состояние, II — неустойчивое состояние

единицы. Разряд сначала будет быстро развиваться, затем темп развития разряда замедлится. При $\mu=1$ снова наступает равновесное состояние разряда. Если при этом поле продолжает стягиваться, то вследствие того, что μ становится меньше единицы, разряд начнет затухать; пространственный заряд начнет рассасываться. Поле будет растягиваться до тех пор, пока μ вернется обратно к единице. Если при $\mu=1$ по какой-либо причине поле начнет растягиваться, μ

станет больше единицы, ионизация увеличится, и поле снова начнет стягиваться до тех пор, пока μ снова станет равным единице.

Таким образом, второе равновесное состояние разряда является устойчивым. Роговский показал, что второе равновесное состояние разряда должно быть отождествлено с тлеющим разрядом или дугой. Переход от первого до второго равновесного состояния совершается чрезвычайно быстро и носит характер катастрофы. Этот переходный процесс Роговский отождествляет с пробоем.

Если, задаваясь L , нанести зависимости напряжения U от L для равновесного состояния $\mu=1$, то получится кривая, показанная на рис. 15. Область внутри кривой характеризует состояние разряда при $\mu > 1$, вне кривой — при $\mu < 1$.

Движение точки на графике изображает развитие процесса разряда. Допустим, что при некоторой длине промежутка L на него подано напряжение U , соответствующее равновесному состоянию. Это характеризуется точкой A на графике. Разряд начинает развиваться, и точка начнет передвигаться по графику. Если допустить источник энергии бесконечно большой мощности, то при развитии разряда напряжение не будет падать. Точка будет передвигаться по прямой, параллельной оси абсцисс, и дойдет до положения B — второго равновесного, но устойчивого состояния. Так как практически источник имеет ограниченную мощность, то с развитием

разряда напряжение будет падать. Точка будет описывать кривую AC .

В состоянии тлеющего разряда или дуги, которое характеризуется положением C , разряд будет существовать до тех пор, пока на промежутке будет соответствующее напряжение (может быть установлено подбором подходящих сопротивлений).

Если напряжение вследствие истощения источника будет падать дальше, точка перейдет в область $\mu < 1$ и разряд начнет затухать.

Если мощность источника невелика и напряжение по мере развития разряда будет падать очень сильно, точка будет двигаться по кривой AD . Разряд затухнет, не успев перейти в дугу; пробой не произойдет.

Таким образом, правая ветвь кривой соответствует неустойчиво-равновесному состоянию, левая ветвь кривой — устойчиво-равновесному. Правая ветвь характеризует начало пробоя, переход разряда из несамостоятельного в самостоятельный; левая ветвь характеризует конец пробоя и переход его в тлеющий разряд или дугу.

Согласно закону Пашена по оси абсцисс следовало бы откладывать не L , а произведение pL . Из закона Пашена или уравнения (10) следует, что каждый газ и электроды имеют некоторое минимальное напряжение U_m , ниже которого ни при каких обстоятельствах разряд произойти не может.

С развитием разряда будет увеличиваться ионизация в промежутке, а вместе с тем ток, идущий между электродами. Таким образом, согласно теории Роговского во время пробоя ток должен расти при одновременно резком падении напряжения.

Роговский, исходя из этих представлений, при некоторых допущениях, иногда недостаточно обоснованных, аналитически получил выражения для ряда закономерностей разряда в газе.

6. ТЕОРИЯ ШЕРЦЕРА

Теория Роговского, лишенная ряда недостатков, свойственных теории Тоунсенда, все еще не является полной.

По мере накопления положительных зарядов у анода положительный пространственный заряд начинает оказывать обратное действие на электроны последующих лавин, которые проходят через него. Электроны под действием этого пространственного заряда начинают тормозиться. Вероятность образования отрицательных ионов возрастает с уменьшением скорости электронов. Электроны оседают, образуя отрицательные ионы, которые очень медленно движутся к аноду (практически почти неподвижны). Образуется так называемая плазма или, по меткому названию Шерцера⁸³, «электронное болото».

Роговский не учел обратного действия положительного заряда и образования плазмы. Это обстоятельство было учтено Шерцером⁸³.

Теория Шерцера⁸³ является дополнением к теории Роговского. Вначале разряд развивается по Роговскому, до образования такого пространственного заряда, который начинает оказывать заметное тормозящее действие на электроны. Это происходит до стабилизации

разряда согласно теории Роговского. Стабилизация разряда по Шерцеру вызывается рекомбинацией ионов в плазме. По мере оседания положительных и отрицательных зарядов у анода, начинается их рекомбинация.

Вероятность рекомбинации для каждого иона пропорциональна числу ионов противоположного знака в единице объема. Поэтому рекомбинация ионов (число рекомбинирующих пар ионов в единице объема) будет пропорциональна произведению плотности ионов обоих знаков:

$$\frac{dN}{dt} = a_p n_+ n_- \approx a_p n^2.$$

Ионизация (число образованных пар ионов в единице объема) пропорциональна только первой степени плотности электронов $\frac{dn}{dt} \sim n_e$.

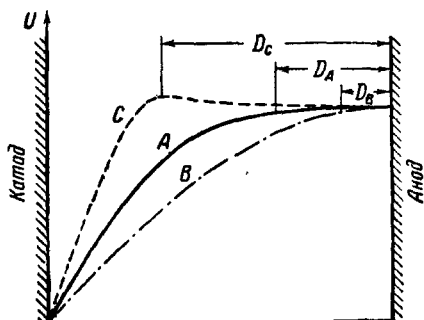


Рис. 16. Стабилизация разряда согласно теории Шерцера

Таким образом, по мере увеличения ионизации и накопления ионов будет расти их рекомбинация. Наступит такой момент, когда число образованных пар ионов в разряде будет равно числу рекомбинировавших. При этих условиях разряд перейдет в равновесное состояние, пробой закончится и ток, идущий между электродами, станет постоянным.

Стабилизация разряда происходит вследствие следующих причин.

Если по какой-либо причине при равновесном состоянии рекомбинация усиливается, плотность ионов уменьшается, плазма рассасывается и увеличивается область, где происходит ионизация. Это вызывает усиление ионизации. Наоборот, если при равновесном состоянии ионизация усилится, в большей степени увеличится рекомбинация и приведет разряд снова к равновесному состоянию. Это хорошо иллюстрируется рис. 16. Здесь кривая A представляет распределение потенциала при устойчиво-равновесном состоянии; B — распределение потенциала в состоянии, когда рекомбинация уменьшается. Уменьшение рекомбинации вызывает уменьшение плазмы, повышение градиента у анода и как следствие этих причин усиление ионизации. C — распределение потенциала в состоянии, когда рекомбинация увеличивается. Увеличение рекомбинации вызывает рост плазмы, перемену знака градиента у анода, уменьшение области, где происходит ионизация, и как следствие этих причин уменьшение ионизации. D_A, B, C — области плазмы в соответствующем индексу положении.

Условие равновесного состояния (7) дополняется еще одним членом, учитывающим процессы в плазме. Шерцер математически разработал свою теорию, но так как его теория касается, главным образом, тлеющего разряда, т. е. устойчивого равновесного состояния, то мы ее здесь приводить не будем и на этом закончим ее изложение.

7. МЕХАНИЗМ ПРОБОЯ

Изложенные теории, хотя они и описывают и объясняют многие стороны разряда, тем не менее не являются исчерпывающими. Так, согласно теории Роговского время, потребное на образование пробоя, должно быть порядка времени, необходимого на прорастание первой лавины от катода до анода. Исследования, произведенные Резером¹³ с камерой Вильсона, показали, что скорость прорастания лавины тождественна со скоростью движения электрона, т. е. имеет порядок 10^7 см/сек. Следовательно, время на образование пробоя в промежутке в 1 см должно быть порядка 10^{-7} сек. Опыты по запаздыванию пробоя^{14, 15, 18—24, 30—33, 84, 85} показали, что при давлении $p > 300$ тор и промежутках $L > 3$ мм это время раз в 5 меньше. При перенапряжениях скорости электронов меняются незначительно, время же, потребное на образование пробоя, очень сильно уменьшается.

При больших промежутках пробой не развивается благодаря лавине, идущей от катода, а может начаться у любого из электродов, преимущественно там, где градиент больше, независимо от знака, или даже одновременно у обоих электродов^{86—83}, или где-нибудь в середине промежутка^{22, 56, 86}.

Если воспользоваться теорией, развитой Роговским и Шерценом, и дополнить ее соображениями других авторов^{80, 86, 89}, можно уже в настоящее время в достаточной степени объяснить механизм пробоя.

Допустим, что между электродами в каком-нибудь месте, где поле достаточно эффективно, случайно возникает электрон. Под действием поля электрон начнет двигаться к аноду и ионизовать на своем пути. Вторичные электроны будут также двигаться к аноду и по мере их продвижения вперед будет расти лавина электронов и положительных ионов. Эти заряды будут расположены в канале следующим образом. В голове канала будет расположена вся лавина электронов. Положительные ионы, скорости которых в 1000 раз меньше, будут расположены вдоль канала со все убывающей плотностью от головы к хвосту. Сечение канала будет определяться диффузией электронов. Его средний радиус в данном сечении $\bar{\rho}_x = \sqrt{2D_x\tau_x}$, где D_x — коэффициент диффузии, будет пропорционален средней тепловой скорости электронов, а, стало быть, будет в некоторой степени зависеть от силы поля. Коэффициент диффузии D_x , кроме того, зависит от парциального давления, т. е. плотности электронов. τ_x — время, которое потребовалось на пробег лавины электронов до данного сечения. Диффузия ионов мала по сравнению с диффузией электронов, и после того, когда пройдет лавина электронов, сечение канала будет уже мало расширяться. Таким образом, сечение канала должно увеличиваться по мере его роста. Вследствие той же диффузии лавина электронов должна постепенно занимать все больший объем¹⁾. Не

1) Расчеты показывают, что электростатическое расталкивание электронов мало по сравнению с диффузией.

будет большой ошибкой, если допустить, что лавина электронов занимает объем шара со средним радиусом $\bar{r}$ и распределена с убывающей плотностью от центра к периферии.

По мере роста канала градиенты в нем начнут меняться. У хвоста градиент будет повышаться, затем, по мере приближения к голове, будет уменьшаться, а в конце головы опять увеличиваться. Распределение потенциала в канале показано на рис. 18. Часть электронной лавины попадает в тормозящее поле. Вследствие этого все большая и большая часть электронов, теряя свою скорость, постепенно начнет прилипать к атомам и молекулам газа, образуя отрицательные ионы. Отрицательные ионы будут перемешаны с положительными и образуют плазму, которая будет расположена около головы канала.

Одновременно с ионизацией производится возбуждение атома. Лавина возбужденных атомов находится в том же месте, где и лавина положительных ионов. В возбужденном состоянии атом находится примерно 10^{-8} сек., следовательно, вскоре же после возбуждения начинается излучение атомов. Однако, излучение возбужденных атомов имеет значение лишь тогда, когда имеется смесь двух газов с разными ионизационными потенциалами. С ростом лавины ионов увеличивается излучение рекомбинации, которое особенно усиливается с образованием плазмы. Вследствие малой подвижности ионов свечение рекомбинации существует сравнительно продолжительное время. Излучение будет исходить, главным образом, из головы канала. Оно распространяется одинаково во все стороны. Коротковолновая часть излучения, наиболее эффективная, но и наиболее поглощаемая, будет ионизовать, главным образом, около головы канала. Это приведет к равномерному расширению головы канала во все стороны. Более длинноволновая часть излучения поглощается меньше, может действовать в точках, сравнительно удаленных от головы канала, но обладает меньшей вероятностью ионизации. Кравас⁹⁰, в согласии с Грейнером⁹¹ и Резером⁷⁷, для разряда в воздухе нашел коэффициент поглощения излучения 2 см^{-1} и 10 см^{-1} .

Вследствие этой фотоионизации в хвосте канала может возникнуть ряд электронов. Чем ближе к голове канала, тем возникновение электрона будет более вероятно, но тем менее эффективен такой электрон, так как тем меньшую лавину он может образовывать. Для поддержания процессов в разряде, т. е. чтобы μ было равно единице, необходимо, чтобы электрон возник в точке на таком расстоянии от головы, на котором он мог бы образовать примерно такую же лавину, как первая. Если на участке от этой точки до конца хвоста канала возникает один электрон, то $\mu = 1$ и вероятность того, что разряд будет продолжаться, будет еще невелика. Чем больше электронов возникает на этом участке, тем больше будет μ , тем больше будет вероятность того, что разряд будет продолжаться и усиливаться. Каждую новую лавину будут сопровождать те же процессы, что и первую. Лавины, идущие одна вслед другой в том же канале, будут наслаиваться друг на друга. Плазма будет прорастать назад к хвосту; вместе с ним будет расширяться

сечение канала. Канал постепенно будет терять свою форму падающей капли и станет более равномерным.

Вероятность возникновения электрона на всех направлениях будет одинакова. Но значение будут иметь только электроны, возникшие в хвосте канала и впереди головы по направлению наибольших градиентов. Электроны, возникшие впереди головы первого канала, но на таком от него расстоянии, где градиенты достаточны для эффективной ионизации, начнут образовывать описанным способом второй канал. Хвост второго канала будет расти по направлению к голове первого канала и, соединившись с ним, образует один общий канал.

Вторых каналов может одновременно образоваться несколько, расположенных цепочкой вдоль разрядного промежутка как впереди, так и позади первого канала. В этом случае времени для прорастания канала на некоторую длину l требуется меньше. Если по длине L начнут образовываться одновременно на каждом сантиметре m каналов, расположенных вдоль промежутка L на равных расстояниях, то на прорастание всего канала потребуется времени в lm раз меньше. Вследствие все возрастающей интенсивной фотоионизации и увеличения градиентов у хвоста по мере прорастания канала время на продвижение последующих лавин будет мало по сравнению со временем, необходимым на продвижение первой лавины. Поэтому время, по-

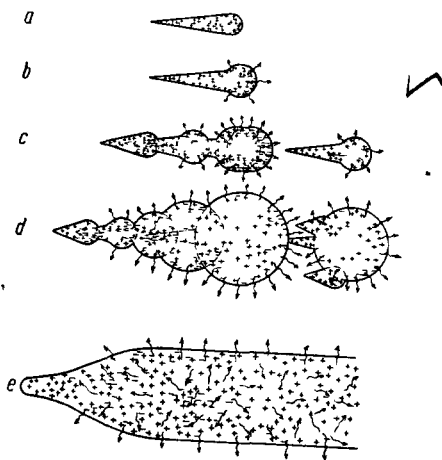


Рис. 17. Механизм развития пробоя

требное на прорастание канала длиной L , будет порядка $\frac{L}{lm} \cdot 10^{-7}$ сек., тогда как электрон пробежал бы это же расстояние за время примерно $L \cdot 10^{-7}$ сек.

Описанный выше механизм развития пробоя иллюстрируется рис. 17 и 18.

На рис. 17. *a* — канал образован одним начальным электроном. В голове канала — лавина электронов и ионов, в хвосте — одни ионы. Канал прорастает со скоростью движения электронов порядка 10^7 см/сек;

b — голова канала равномерно расширяется вследствие ионизации коротковолнового излучения;

c — в голове первого канала образовалась плазма. Излучение усилилось в особенности из-за увеличения рекомбинации. Впереди и позади первого канала образовались новые каналы;

d — образованные в хвосте первого канала новые каналы проросли вперед и наслоились один на другой, образовав сплошной канал. Между первым и образованным впереди него каналом пророс ряд

небольших каналов. Рост канала происходит со скоростью порядка 10^8 см/сек;

e — все каналы срослись в один сплошной канал. Весь канал представляет собой плазму, очень интенсивно излучающую. В конце канала положительные ионы превалируют над отрицательными, в голове — наоборот.

На рис. 18 изображено распределение потенциала в канале.

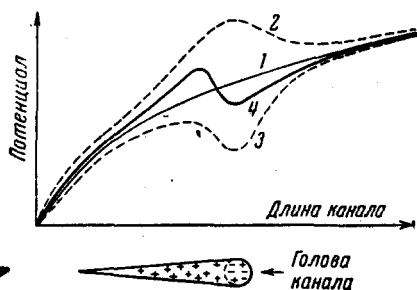


Рис. 18. Распределение потенциала в канале

1 — потенциал до начала разряда, 2 — потенциал при наличии положительного объемного заряда, 3 — потенциал при наличии отрицательного объемного заряда, 4 — результирующий потенциал

Для сравнения с процессом разряда, подробно описанного выше, приводим снимки отдельных стадий разряда, полученные в камере Вильсона.

На рис. 19 приведены снимки, полученные Резером в камере Вильсона с воздухом при давлении 273 тора и температуре 20°. К плоским электродам приложено постоянное напряжение; напряженность поля 12 кВ/см; за $\sim 1,5 \cdot 10^{-7}$ сек. получаются лавины, отмеченные на рис. 19, *b* стрелками. Каналы имеют форму вытянутой падающей капли длиной 1,9 см.

Вторичные процессы еще не наступили или очень слабы.

Экспозиция увеличивается на $2 \cdot 10^{-8}$ сек. Вид лавин показан на рис. 19, *a*. Из снимка видно, что сначала происходит расширение головы канала (отмечен на снимке 19, *a* стрелкой), затем голова еще сильнее расширяется, впереди первого канала образуется новый канал, который срастается с первым. Длина первого канала остается почти неизменной. В темноте видно слабое диффузное голубое свечение головы канала. Вторичные процессы уже происходят в полной мере. Экспозиция увеличивается еще на $2,7 \cdot 10^{-8}$ сек. (рис. 19, *b*). Головы каналов еще больше расширяются, сечение канала по его длине выравнивается. По длине канал уже почти перекрывает расстояние между электродами. В темноте видно слабое свечение вокруг голов каналов. Иногда заметны тонкие светящиеся нити от головы до анода. Экспозиция увеличивается еще на $2,7 \cdot 10^{-8}$ сек. (рис. 19, *c*). Канал расширился и перекрывает промежуток между катодом и анодом. В темноте видны тонкие сплошные каналы.

При одном и том же напряжении и экспозиции наблюдается статистический разброс в развитии разряда. В табл. 3 приве-

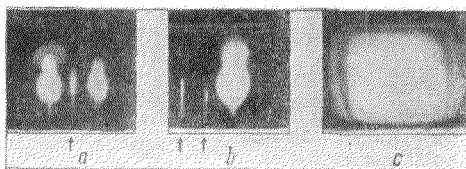


Рис. 19. Снимки, полученные Резером в камере Вильсона. Механизм развития разряда

дено распределение разряда по степени его развития при десяти импульсах.

Таблица 3

Экспозиция (сек.)	$1,55 \cdot 10^{-7}$	$1,83 \cdot 10^{-7}$	$2,10 \cdot 10^{-7}$
Легкое свечение головы канала	10	5	1
Сплошные светящиеся нити . .	0	5	9

При экспозиции $2,10 \cdot 10^{-7}$ сек. сплошные каналы всегда ярче, чем при экспозиции в $1,83 \cdot 10^{-7}$ сек. Та же картина наблюдается при одной и той же экспозиции и повышении напряжения. Снимок, отмеченный стрелкой на рис 19, *b*, получается при $11,4 \text{ кВ/см}$; на рис. 19, *a* он дан при 12 кВ/см , а на рис. 19, *c* — при $12,3 \text{ кВ/см}$.

Скорость прорастания всего канала от катода до анода (расстояние $3,6 \text{ см}$) $1,3 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$, в то время как скорость роста отдельных лавин только $1,25 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$, в полном согласии с опытами Уайта⁵⁶.

Если подсчитать величину al , где l — длина лавины, когда расширение головы и ее состояние становится не стабильным, то независимо от длины лавины это значение остается постоянным и примерно равным 20.

Для того чтобы заметить детали механизма при переходе от нормальной лавины к сплошному каналу, снимки были сняты также при меньшем

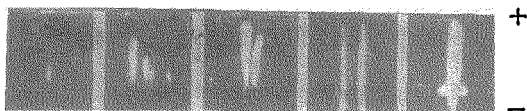


Рис. 20. Снимки, полученные Резером в камере Вильсона. Механизм прорастания канала от катода к аноду

коэффициенте расширения в камере; при этом слабые следы (начало лавины) не выходят, но более сильные (голова) выходят более четкими.

На рис. 20 приведен подобный снимок. Камера наполнялась воздухом, давление — начальное 297 тор , конечное — 260 тор , температура 20° . Снимки получены при постоянной экспозиции и переменном напряжении. Снимок 20, *a* получен при напряжении $11,8 \text{ кВ/см}$. С увеличением напряжения сначала растет канал со стороны головы, хвост канала не изменяется (снимки 20, *b* и *c*) и при напряжении $12,2 \text{ кВ/см}$ канал перекрывает весь промежуток (снимки 20, *d* и *e*). Таким образом, сначала растет голова канала и после того, как она доходит до анода, начинает расти хвост канала. Кроме того, наблюдения показывают, что рост головы менее чувствителен к напряжению, чем рост хвоста. Небольшие изменения в напряжении могут заставить хвост либо быстро прорасти, либо затормозиться. Небольшие изменения напряжения не оказывают существенного влияния на рост головы. Скорость роста головы около $7 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$, в то время как хвост растет значительно быстрее, чем $1,2 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$. При постоянном напряжении и разных экспозициях получается та же картина.

В снимках на рис. 20 первая лавина зарождалась вблизи катода, поэтому рост хвоста канала недоступен достаточно детальному на-

блюдению. На рис. 21 даны снимки, на которых первая лавина начинается около анода. Здесь можно видеть отдельные стадии роста хвоста. Сравнение рис. 20 и 21, а также многочисленные визуальные

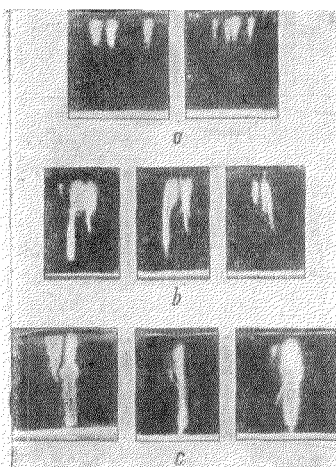


Рис. 21. Снимки, полученные Резером в камере Вильсона. Механизм прорастания канала от анода к катоду

наблюдения показывают, что рост головы всегда происходит по кратчайшему пути по силовым линиям и дает гладкий канал, а прорастание хвостовой части канала часто дает изломы и разветвления.

Для сравнения со снимками 20 и 21 привожу еще снимок (рис. 22), сделанный Резером в той же камере, но в неравномерном поле.

На одном из плоских электродов установлен шарик диаметром в 1 мм. Расстояние между электродами 3,6 см. На рис. 21, а шарик внизу. Полярность отрицательная, напряжение ~ 32 kV; на рис. 21, б шарик наверху, полярность положительная, напряжение ~ 37 kV. Продолжительность импульса $\sim 2,5 \cdot 10^{-7}$ сек. Волна напряжения почти прямоугольная. Сравнение показывает совершенную идентичность процессов при положительном и отрицательном острие с соответствующими концами каналов. Приведенные снимки и наблюдения Резера, как видно, очень хорошо подтверждают описанный выше механизм разряда.

Разряд начинается там, где градиенты достаточны для эффективной ионизации электронами. Чем выше градиент, тем вероятность зарождения заряда будет больше. Поэтому разряд начинается всегда в месте наибольшего градиента у острия независимо от знака потенциала. Это подтверждают приведенные снимки Резера и опыты Аллибона⁸⁶.

Механизм разряда у положительного и у отрицательного острия один и тот же, с той разницей, что у положительного острия, главным образом, прорастает хвост канала, у отрицательного острия, главным образом, голова.

Для решения вопроса о предпочтительности роста головы или хвоста канала приведем еще опыты Уайта⁵⁶, Дэннингтона²² и Гамоса²⁸.

Уайт⁵⁶ наблюдал развитие разряда между шарами с помощью керровского конденсатора. В опытах Уайта, так же как и в опытах

+
—
+
—
+

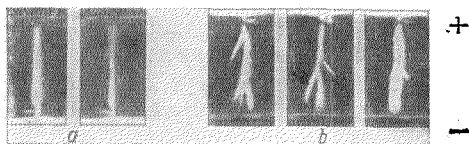


Рис. 22. Снимки, полученные Резером в камере Вильсона. Механизм прорастания канала в неравномерном поле

а — острие (шарик диаметром в 1 мм) внизу;
б — острие наверху

+
—

остальных двух авторов, катод освещался ультрафиолетовым светом. В азоте, кислороде, смеси этих газов и в воздухе при атмосферном давлении и малых расстояниях между электродами (до 3,5 мм для азота) разряд протекает следующим образом.

У катода появляется стример¹⁾ в виде тонкой светящейся нити, который растет по направлению к аноду. Когда он доходит примерно до половины расстояния от катода до анода, навстречу ему начинает расти такой же стример от анода. Оба стримера встречаются примерно на одной четверти расстояния от анода. При больших расстояниях появляются одновременно два стримера: у катода и в середине промежутка. Оба стримера растут одновременно навстречу друг другу. Анодный конец центрального стримера почти не растет до встречи его с катодным стримером. После соединения двух стримеров процесс продолжается так, как при малых промежутках. Два указанных стримера особенно четко видны в воздухе. Скорость катодных стримеров от $0,75 \cdot 10^7$ до $1,5 \cdot 10^7$ см/сек в азоте. Скорость роста центрального стримера к катоду в 3—4 раза больше. На рис. 23 приведены снимки, полученные Уайтом с керровским затвором. На них видно развитие разряда в воздухе при расстоянии между электродами в 6 мм. t_p — время пробега волны напряжения от разрядного промежутка до керровского конденсатора.

Такую же картину разряда между шарами диаметром в 4 см наблюдал Дэннингтон²² в сухом воздухе при давлении от 20 см ртутного столба до атмосферного. При атмосферном давлении Дэннингтон наблюдал два стримера, центральный и катодный, при расстоянии между шарами начиная с 2,9 мм. Дэннингтон даже устанавливает зависимость между расстоянием до средней точки центрального стримера, давлением и расстоянием между шарами $P^{1/2} L = f(d)$, где $f(d)$ — константа, зависящая только от расстояния до средней точки центрального стримера. Дэннингтон отмечает также тот факт, что сначала сражаются катодный и центральный стримеры, а затем уже перекрывается весь промежуток. В случае отсутствия центрального стримера растет почти исключительно катодный стример, который встречает анодный вблизи анода (рис. 24 и 25).

Гамос²³ наблюдал разряд в воздухе между шарами при расстоянии 5 мм. Светящийся канал, имея форму резеровской лавины, зарождался у анода и прорастал своим хвостом от анода к катоду. У катода видно было светящееся пятнышко, которое слегка увеличивалось и вытягивалось к аноду по мере роста канала от анода. Соединение канала с пятном происходило вблизи катода. На рис. 26

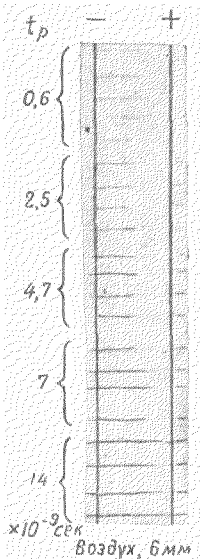


Рис. 23

1) Стримером называется образованный при разряде проводящий канал, не доходящий до противоположного электрода.

приведены снимки, полученные Гамосом с керровским затвором, на которых представлено развитие разряда в воздухе при атмосферном давлении и при расстоянии между шаровыми электродами 5 мм. Каж-

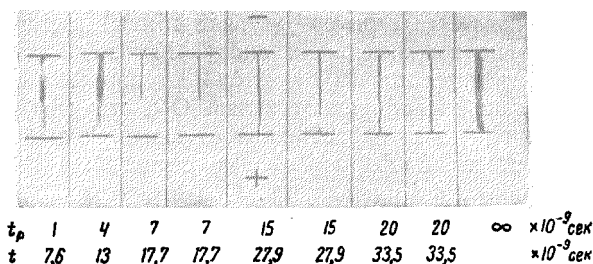


Рис. 24. Снимки Дэннингтона, полученные с керровским затвором. Развитие разряда в воздухе при атмосферном давлении и расстоянии между электродами 5 мм

t_p — время пробега волны напряжения от разрядного промежутка до керровского конденсатора; t — истинное время. В первых двух снимках дано несколько разрядов, в остальных по одному разряду

дая последующая стадия снята через $\sim 10^9$ сек. На каждый снимок давалось 10 000 разрядов.

Стекольников и Беляков⁸⁸ изучали разряд между двумя стержнями, к которым подводилось импульсное напряжение. По наблюде-

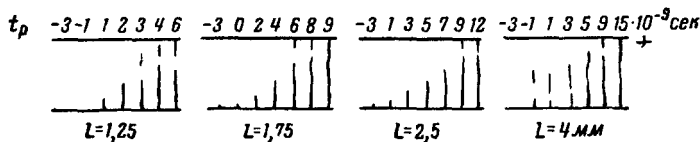


Рис. 25. Зарисовки, сделанные Дэннингтоном на основании визуальных наблюдений с помощью керровского затвора. Развитие разряда в сухом воздухе при атмосферном давлении

ниям авторов от обоих электродов росли навстречу друг другу два стримера. Анодный стример обладал большей скоростью, чем катодный.

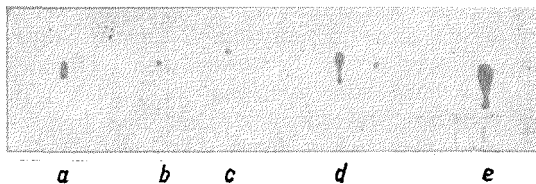


Рис. 26

После перекрытия канала, по наблюдению всех авторов, очень сильно расширяется и его сечение повсюду становится одинаковым.

То, что наблюдал Гамос, целиком со-

гласуется с механизмом разряда, описанным нами выше. Прежде всего надо отметить, что Гамос фотографировал разряд через керровский конденсатор. Таким образом, Гамос фиксировал на снимке с наименьшей выдержкой уже раннюю стадию разряда, со сравнительно интенсивным световым излучением, соответствующую рис. 17, с или d

согласно нашей схеме, в то время как Резер имел возможность наблюдать, и действительно наблюдал, значительно более ранние стадии разряда. Снимки Гамоса дают разряды со сравнительно большой плотностью пространственного заряда. Гамос отмечает, что согласно спектру, который он одновременно снимал, это свечение принадлежит возбужденным молекулам, находящимся в сильном поле пространственного положительного заряда. Снимки с наименьшей выдержкой соответствуют той стадии, когда первая, а, может быть, первые лавины электронов прошли от катода до анода, создав у анода пространственный заряд с достаточным излучением. Хотя лавина начинается у катода, но из-за отсутствия или очень слабого излучения хвост лавины не виден. Затем хвост канала с помощью механизма, нарисованного на левой части рис. 17, растет от анода к катоду. Эти снимки Гамоса соответствуют резеровским снимкам рис. 21, когда лавина зарождается у анода и канал прорастает от анода к катоду. Скорость прорастания канала по измерениям Гамоса равна $0,5 \cdot 10^8$ см/сек, несколько ниже скорости, измеренной Резером, для хвоста канала от 1,1 до $1,3 \cdot 10^8$ см/сек. Возможно, что большие скорости у Резера происходят из-за перенапряжения ($10 - 20\%$), при котором производились опыты. Такой же механизм действует при прорастании анодных и центральных стримеров у Уайта и Дэннингтона до соединения их с катодными стримерами. Скорость прорастания центрального стримера к катоду, измеренная Уайтом, от $0,3 \cdot 10^8$ до $0,6 \cdot 10^8$ см/сек совпадает со скоростью роста канала у Гамоса.

Прорастание катодных стримеров у Уайта и Дэннингтона представляет собой вначале не что иное, как рост обычной лавины. Их длина, 1 — 2 мм, невелика. Скорость роста от 1 до $1,5 \cdot 10^7$ см/сек, измеренная Уайтом, совпадает со скоростью электрона в этих условиях и согласуется со скоростью роста резеровских лавин $1,25 \cdot 10^7$ см/сек. Механизм роста катодных стримеров соответствует рис. 17, а и б.

Что касается механизма роста центральных стримеров к аноду, то, так как их скорости не измерены, об его механизме можно судить только по приведенным в статьях репродукциям. До соединения центрального стримера с катодным его рост к аноду невелик. Он представляет собой рост обычной лавины с небольшими скоростями. Поэтому рост центрального стримера к аноду, т. е. рост головы канала, мало заметен по сравнению с ростом хвоста (который раза в 4 больше). После соединения центрального стримера с катодным дальнейший рост общего канала к аноду, повидимому, ускоряется. Механизм дальнейшего роста соответствует рис. 17, d и снимкам Резера (рис. 20), когда лавина зарождается около катода и растет сначала к аноду.

Резер устанавливает предпочтительность роста головы канала, чем хвоста (канал сначала растет к аноду, потом к катоду). Это согласуется с ростом катодных стримеров при малых расстояниях у Уайта и Дэннингтона (сначала до половины расстояния вырастает катодный стример, а потом навстречу ему начинает расти анодный стример). Этому не противоречат опыты Гамоса, если допустить, что Гамос при расстоянии в 5 мм мог иметь центральный стример, который уже успел дорасти до анода. Здесь следует отметить, что на каждый

снимок Гамоса давалось 10 000 разрядов и из-за статистики могло быть много случаев центрального стримера, доросшего до анода. При образовании центрального стримера Уайт и Дэннингтон отмечают, наоборот, предпочтительность роста хвоста (сначала центральный стример соединяется с катодным, а потом растет к аноду).

Стекольников и Беляков⁸⁸ также отмечают, что место встречи катодного и анодного стримеров расположено ближе к катоду. Впрочем на основании материала, опубликованного Стекольниковым и Беляковым, нельзя определенно сказать, происходит ли это от того, что анодный стример начинает расти раньше катодного, или за счет большей скорости роста анодного стримера. Сами авторы отдают предпочтение последней причине.

Мне думается, что предпочтительность роста того или иного конца канала зависит от конкретных условий. Предпочтительность роста зависит от интенсивности излучения и вероятности фотоэффекта, которые одинаковы как для хвоста, так и для головы канала, и величины градиентов. В каком направлении градиенты больше в данных условиях (величина и распределение объемного заряда и геометрия начального поля), в ту сторону прорастание канала будет вероятнее.

Механизм пробоя показывает, что пробой состоит из ряда отдельных процессов, которые следуют друг за другом во времени и пространстве. Зарождение каждого отдельного процесса в определенном месте и в определенное время обладает некоторой вероятностью. Таким образом, пробой и время, в течение которого он происходит, — явления статистические.

Описанное выше явление, которое имеет место как в разряде при малых расстояниях между электродами, так и в длинных искрах, представляет собой процесс перехода газового промежутка от состояния непроводящего к состоянию с хорошей проводимостью. Этот процесс состоит в установлении проводящего канала от катода до анода и заканчивается в тот момент, когда такой канал создан.

В длинных искрах вследствие того, что время, потребное на рост канала, в особенности при низких давлениях, сравнительно велико, рост канала удается заснять на фотографической пластинке^{86-88, 92-93}. Искусственным способом можно этот рост еще значительно замедлить. Это достигается включением большого сопротивления между генератором и промежутком. Рост канала вызывает падение напряжения в сопротивлении и уменьшение его на самом промежутке, причем чем быстрее происходит рост канала, тем ниже становится напряжение на промежутке. Это приводит к автоматическому регулированию скорости роста канала. Чем больше сопротивление, тем медленнее происходит рост канала. Чтобы зафиксировать самый рост канала или процесс развития разряда, последний снимается либо на вращающейся пленке, либо через вращающееся зеркало.

На рис. 27 приведен один из таких снимков, заимствованный из работы Аллибона и Мика⁸⁷. Снимок, сделанный на вращающейся пленке с кварцевым объективом, представляет собой разряд между стержнем и заземленной плоскостью. Расстояние между электродами было 100 см. К стержню подавалась положительная импульс-

ная волна напряжения. Между генератором и промежутком было включено сопротивление в 1 000 000 ом. Разряд начинается у стержня. Буквами *a*, *b* и *c* отмечены различные стадии роста канала, а линия *d* дает канал в момент достижения им второго плоского электрода. Такой канал обычно называется лидером. Из снимка видно, что канал рос ступенями. Интервалы между ступенями равны 14, 22 и 41 мсек. Такой лидер носит название ступенчатого.

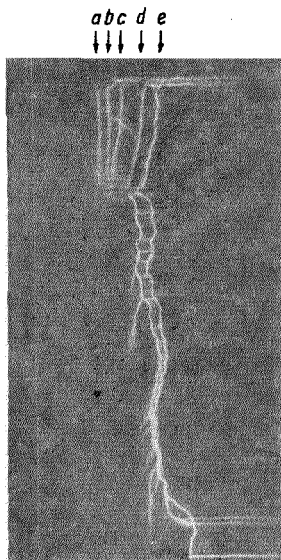


Рис. 27

a, *b*, *c* и *d* — ступени лидера;
e — главный разряд

Большей частью лидер не имеет ступеней. Ступенчатый лидер удавалось наблюдать только в случае включения большого сопроти-

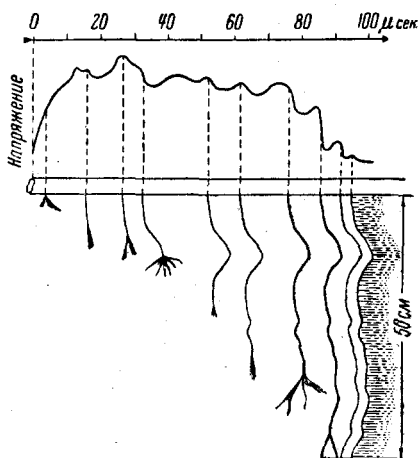


Рис. 28. Рисунок Аллибона и Мика, сделанный ими с фотографии разряда, и синхронизированная с ним осциллограмма напряжения

вления между генератором и разрядным промежутком. Это явление может быть объяснено падением напряжения в сопротивлении во время роста канала и уменьшением его на самом разрядном промежутке. Градиенты у конца канала уменьшаются, и рост канала затормаживается. Прекращение роста канала вызывает прекращение тока в цепи разряда и восстановление напряжения на промежутке. Градиенты у конца канала снова увеличиваются и канал начинает расти дальше. Такая остановка в росте канала может происходить несколько раз до тех пор, пока канал не замкнет промежуток между электродами. Рис. 28, сделанный Аллибоном и Миком⁸⁷ с оригинальной фотографии разряда в воздухе при давлении 10 см и с синхронизированной с ним вольт-секундной осциллограммы, хорошо подтверждает это объяснение. Из рисунка видно, что каждое падение напряжения соответствует ступени лидера.

Ступенчатый лидер наблюдается как при положительной, так и при отрицательной волне напряжения^{86-88, 92-93}.

После того, когда лидер доходит до второго электрода, т. е. когда заканчивается пробой промежутка, от второго электрода в обратном направлении по тому же самому пути начинает распространяться более мощный разряд, который носит название главного разряда.

Если от обоих электродов одновременно растут два лидера навстречу друг другу, главный разряд начинает распространяться от места встречи обоих лидеров⁸⁷ одновременно к обоим электродам в направлениях, противоположных росту лидеров. Главный разряд имеет такие же извилины и ветви, как и лидер.

Главный разряд, который представляет собой вид дуги, в отличие от лидера совершенно не изучен. Его природа и механизм остаются еще в настоящее время совершенно неизвестными. Мало того, еще до сих пор не имеется ни одной гипотезы о механизме главного разряда, заслуживающей хоть какого-нибудь внимания. Вместе с тем изучение главного разряда имеет не только чисто научный, но и громадный практический интерес.

ЛИТЕРАТУРА

1. Townsend, *Electricity in Gases*, 1915.
2. Sanders, *Phys. Rev.*, **41**, 667, 1932.
3. Sanders, *Phys. Rev.*, **44**, 1020, 1933.
4. Paavola, *Arch. El.*, **22**, 443, 1929.
5. Masch, *Arch. El.*, **26**, 587, 1932.
6. Posin, *Phys. Rev.*, **47**, 258, 1935.
7. Posin, *Phys. Rev.*, **48**, 483, 1935.
8. Posin, *Phys. Rev.*, **50**, 650, 1936.
9. Jodlbauer, *Z. Physik*, **92**, 116, 1934.
10. Bowls, *Phys. Rev.*, **53**, 293, 1938.
11. Hale, *Phys. Rev.*, **55**, 815, 1939.
- 11a. Ayres, *Phil. Mag.*, **45**, 353, 1923.
12. Rogowski, *Z. Physik*, **114**, 1, 1939.
13. Raether, *Z. Physik*, **107**, 91, 1937.
14. Buraway, *Arch. El.*, **16**, 186, 1926.
15. Pederson, *Ann. Physik*, **71**, 317, 1923.
16. Zuber, *Ann. Physik*, **76**, 231, 1925.
17. Laue, *Ann. Physik*, **76**, 261, 1925.
18. Tamm, *Arch. El.*, **19**, 235, 1928.
19. Rogowski, Flegler u. Tamm, *Arch. El.*, **18**, 479, 1927.
20. Rogowski, *Arch. El.*, **20**, 99, 1928.
21. Lawrence u. Dunnington, *Phys. Rev.*, **35**, 396, 1930.
22. Dunnington, *Phys. Rev.*, **38**, 1534, 1931.
23. Hamos, *Ann. Physik*, **7**, 857, 1930.
24. Strigel, *E. T. Z. S.*, **59**, 33, 60, 1938.
25. Loeb, *Science*, **69**, 509, 1929.
26. Loeb, *J. Frankl. Inst.*, **210**, 15, 1930.
27. Sammer, *Z. Physik*, **81**, 490, 1933.
28. Kapzow, *Sow. Phys.*, **6**, 82, 1934.
29. Tilles, *Phys. Rev.*, **46**, 1015, 1934.
30. White, *Phys. Rev.*, **49**, 507, 1936.
31. Wilson, *Phys. Rev.*, **49**, 210, 1936.
32. Beams, *J. Frankl. Inst.*, **206**, 809, 1926.
33. Newman, *Phys. Rev.*, **52**, 652, 1937.
- 33a. Flegler u. Raether, *Z. Physik*, **93**, 635, 1936.
34. Fucks, *Z. Physik*, **98**, 666, 1936.
35. Rogowski u. Wallraff, *Z. Physik*, **97**, 758, 1935.
36. White, *Phys. Rev.*, **52**, 652, 1937.

37. Schade, Z. Physik, **105**, 595, 1937.
38. Fucks u. Schumacher, Z. Physik, **112**, 605, 1939.
39. Brinkman, Z. Physik, **111**, 737, 1939.
40. Toepler, Physik. Z., **40**, 206, 1939.
41. Fucks u. Bongartz, Z. techn. Physik, **20**, 205, 1939.
42. Попов, Сб. Инст. инж. ж.-д. транспорта, Л., **133**, 194, 1938.
43. Rogowski u. Tamm, Arch. El., **20**, 625, 1928.
44. Бете, Квантовая механика простейших систем, стр. 335, ОНТИ, 1935.
45. Мотт и Месси, Теория атомных столкновений, стр. 275, ОНТИ, 1936.
46. Goldman, Ann. Physik, **10**, 460, 1931.
47. Wolf, Ann. Physik, **29**, 33, 1937.
48. Комптон и Лэнгмюр, Успехи физич. наук, **11**, 9, 1931.
49. Townsend, Phil. Mag., **28**, 111, 1939.
50. J. J. Thomson a. G. P. Thomson, Conduction Electricity through Gases, 3 ed., **2**, 96, 1933.
51. Warney, Phys. Rev., **57**, 72, 1940.
52. Курчагов, Успехи физич. наук, **9**, 685, 1929.
53. Rogowski, Arch. El., **16**, 496, 1926.
54. Loeb, J. Frankl. Inst., **205**, 305, 1928.
55. Hippel u. Franck, Z. Physik, **57**, 696, 1929.
56. White, Phys. Rev., **46**, 99, 1934.
57. Buss, Arch. El., **26**, 261, 1932.
58. Toepler, Ann. Physik, **53**, 232, 1917.
59. Slepian, Electr. World, 761 1928.
60. Ollendorf, Arch. El., **26**, 193, 1932.
61. Спивак, Успехи физич. наук, **11**, 726, 1931.
62. Warney, Phys. Rev., **48**, 818, 1935.
63. Rogowski u. Wallraff, Z. Physik, **106**, 212, 1937.
64. Loeb, Rev. Mod. Phys., **8**, 267, 1936.
65. White, Phys. Rev., **48**, 113, 1935.
66. Rogowski u. Fucks, Arch. El., **29**, 362, 1935.
67. Rogowski u. Wallraff, Z. Physik, **108**, 1, 1937.
68. Brinkman, Arch. El., **33**, 1, 1939.
69. Brinkman, Arch. El., **33**, 121, 1939.
70. Зингерман и Корсунский, Журнал технич. физики, **9**, 1345, 1939.
71. Зингерман, Журнал технич. физики, **9**, 1357, 1939.
72. Зингерман, Журнал технич. физики, **9**, 1812, 1939.
73. Schöfer, Z. Physik, **110**, 21, 1938.
74. Günterschulze u. Betz, Z. Physik, **107**, 730, 1937.
75. Günterschulze u. Betz, Z. Physik, **108**, 780, 1938.
76. Günterschulze, Bar u. Winter, Z. Physik, **111**, 208, 1938.
77. Raether, Z. Physik, **110**, 611, 1938.
78. Costa, Z. Physik, **113**, 531, 1939.
79. Schade, Z. Physik, **111**, 437, 1939.
80. Loeb, J. Appl. Physics, **10**, 142, 1939.
81. Hippel, Z. Physik, **97**, 455, 1935.
82. Rogowski, Z. Physik, **100**, 1, 1936.
83. Scherzer, Arch. El., **32**, 207, 1939.
84. Wilson, Phys. Rev., **50**, 1082, 1936.
85. Raether, Z. Physik, **112**, 464, 1939.
86. Allibone, J. I. El. Eng., **82**, 513, 1938.
87. Allibone and Meek, Proc. Roy. Soc., **166**, 97, 1938; **169**, 246, 1938.
88. Стекольников и Беляков, Труды ВЭИ, **36**, 44, 1940.
89. Cravath u. Loeb, Physics, **6**, 125, 1935.
90. Cravath, Phys. Rev., **47**, 254, 1935.
91. Greiner, Z. Physik, **81**, 543, 1933.
92. Allibone and Schonland, Nature, **134**, 736, 1934.
93. Стекольников, Электричество, **49**, 1937, № 8.