

РАЗВИТИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАВИН И СТРИМЕРОВ

Э. Д. Лозанский

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	493
1. Электронные лавины и теория самостоятельного разряда	494
а) Коэффициент ионизации Таунсенда α (494). б) Электронные лавины (495).	
в) Теория самостоятельного разряда (501).	
2. Лавиностримерный переход	504
а) Влияние пространственного заряда. Возникновение анодного и катодного стримеров (504). б) Пробой в длинных искровых промежутках (510).	
3. Стримеры	513
а) Результаты экспериментальных исследований в стримерных камерах (513).	
б) Математическая постановка задачи о движении стримера (515). в) Исследование устойчивости поверхности стримера (517).	
Заключение	519
Цитированная литература	519

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы вновь пробудился интерес к теории газового разряда в искровых промежутках длиной ~ 1 см и давлениях порядка атмосферного. Это связано с развитием лазерной техники, МГД-генераторов, а также использованием в качестве детекторов элементарных частиц искровых и стримерных камер¹⁻⁶. Однако классическая теория пробоя газа Таунсенда⁷⁻¹², рассматривающая разряд как движение электронных лавин, воспроизводящихся за счет потенциальной ионно-электронной эмиссии на катоде, не работает в этих областях изменения N и d (N — концентрация атомов или молекул газа, d — длина разрядного промежутка). В литературе обычно принимается, что классическая теория удовлетворительно согласуется с экспериментом при пониженных давлениях и не очень больших d , а именно, при $Nd \lesssim 10^{19}$ см⁻². Если $Nd \gtrsim 10^{19}$ см⁻², то в этих условиях, как следует из экспериментальных данных, такая важная характеристика разряда как пробивное напряжение, не зависит (или эта зависимость выражена слабо) от материала катода, т. е. процессы на катоде уже не играют основную роль в установлении самостоятельного разряда, в то время как в теории Таунсенда и других они являются определяющими. Кроме того, было обнаружено, что время формирования разряда при атмосферном давлении примерно на два порядка меньше предсказываемого классической теорией, что также указывает на изменение физических процессов, протекающих при пробое.

В начале сороковых годов Леб, Мик и Петер¹¹⁻²⁰ выдвинули гипотезу об изменениях механизма разряда при переходе к большим Nd . Согласно этой гипотезе таунсендовский лавинный пробой с вторичными процессами на катоде в этом случае заменяется пробоем стримером, т. е. узким высокопроводящим каналом, распространяющимся с большой скоростью и поддерживаемый фотоионизацией газа.

Однако теория Леба, Мика и Ретера долгое время оставалась лишь совокупностью качественных положений и грубых количественных оценок и только в последние годы была разработана достаточно строгая стримерная теория²¹⁻²⁵. Кроме того, выяснилось, что имеется некоторая промежуточная область значений N , d и напряженности внешнего электрического поля E , когда самостоятельный разряд при больших Nd происходит без образования стримера, аналогично лавинному пробую, но с фотоионизацией газа в качестве вторичного механизма²⁶.

Таким образом, теория газового разряда для параметров, близких к работе стримерных камер, в настоящее время значительно продвинулась и, по нашему мнению, можно подвести некоторые итоги.

1. ЭЛЕКТРОННЫЕ ЛАВИНЫ И ТЕОРИЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

а) Коэффициент ионизации Таунсенда α

Таунсенд впервые теоретически и экспериментально получил зависимость тока между двумя плоскопараллельными электродами от расстояния между ними при данных напряженности поля и давлении газа. Он получил эту зависимость в виде

$$i = i_0 e^{\alpha d}, \quad \alpha = N \frac{\langle v \sigma_i \rangle}{u}, \quad (1.1)$$

где α — число пар заряженных частиц, образуемых электроном на единице длины пробега; σ_i — сечение ионизации электронным ударом; v — скорость электронов; u — дрейфовая скорость электронов; усреднение производится по функции распределения электронов по скоростям. Из кинетического уравнения Больцмана²⁷⁻³⁰ следует, что функция распределения электронов по скоростям зависит от отношения E/N . Поэтому из (1) вытекает известное соотношение Таунсенда

$$\frac{\alpha}{N} = f\left(\frac{E}{N}\right). \quad (1.2)$$

С помощью этого соотношения результаты экспериментов по измерению α , выполненных при низких давлениях, затем экстраполируют на высокие. Однако ниже будет показано, что это можно делать далеко не всегда, так как в некоторых случаях возможны отклонения от закона Таунсенда (1.2)³¹⁻³².

Имеется очень большое количество экспериментальных и теоретических работ по определению α в различных газах (подробная библиография содержится, например, в книге Мика и Крэгса¹², из более поздних работ отметим работы³³⁻⁴³), однако к полученным результатам следует относиться с большой осторожностью по следующим причинам.

Во-первых, наличие даже ничтожных долей легкоионизируемых примесей может резко изменить значение α и поэтому некоторые экспериментальные данные, полученные, когда техника очистки газов была еще несовершенна, следует считать ненадежными.

Соответствующие эксперименты⁴⁴⁻⁴⁸ и расчеты⁴⁹⁻⁵⁰ подтверждают сильное влияние примеси.

Во-вторых, некоторые газы с большой вероятностью образуют молекулярные ионы в результате реакции ассоциативной ионизации типа



Например, для гелия сечение реакции



имеет величину $\sim 10^{-15} \text{ см}^2$ ⁵¹.

Такие же порядки величин и для сечений в некоторых других инертных газах. Аналогичные реакции идут в кислороде, азоте, углекислом газе и других газах ⁵²⁻⁵⁹, однако данных о сечениях для этих газов в литературе пока нет.

С учетом реакции (1.3) коэффициент Таунсенда должен определяться из соотношения ³²

$$\alpha = \alpha_i + \alpha^* = N \frac{\langle v \sigma_i \rangle}{u} + N \frac{\langle v \sigma^* \rangle}{u} W(\tau', T); \quad (1.5)$$

здесь α_i и α^* — вклады в α от ионизации электронным ударом и ассоциативной ионизации соответственно; σ^* — суммарное сечение возбуждения на уровни, вступающие в реакцию (1.3); $W(\tau', T) = \tau' / (T + \tau')$ — вероятность осуществления этой реакции, зависящая от времени ее протекания $T = (N v_M \sigma_T)^{-1}$ и от характерного времени τ' тушения A^* без образования электрона; v_M — тепловая скорость атомов или молекул; σ_T — сечение реакции (1.3).

Следовательно, в общем случае соотношение Таунсенда (1.2) не выполняется. Если $T \gg \tau'$, то появляется зависимость вида $\alpha \sim \sim N^2 f(E/N)$. Подобная зависимость наблюдалась в экспериментах Даниеля и др. ³¹. Если $T \ll \tau'$, то соотношение Таунсенда восстанавливается, однако основной вклад в α будет давать ассоциативная ионизация, так как функция распределения электронов по скоростям резко убывает на «хвосте», а появление электрона в результате ассоциативной ионизации требует меньших энергий электронов.

Исходя из сказанного, для сравнения теоретических и экспериментальных данных по определению α необходимо также знать, при каких давлениях производился эксперимент и сечение ассоциативной ионизации в данном газе. С этой точки зрения представляют интерес данные Чейнина и Рорка ⁴¹.

Отметим также, что часто для расчета α в узком интервале E/N используют полуэмпирическое соотношение

$$\alpha = A N e^{-BN/E}, \quad (1.6)$$

где константы A и B различны в различных интервалах E/N .

б) Электронные лавины

Наиболее важные результаты по изучению электронных лавин были получены школой Ретера ⁶¹⁻⁶⁴.

Первым прибором, в котором наблюдались лавины, явилась камера Вильсона. Метод изучения электронных лавин с помощью камеры Вильсона основан на том, что ионы, возникающие в лавине, служат центрами конденсации перенасыщенных паров, которыми наполняется камера. Ретер ввел в камеру Вильсона, заполненную газом и парами воды, два плоскопараллельных электрода. Синхронно с подачей импульса напряжения на электроды производится быстрое расширение объема камеры, в результате чего пар становится перенасыщенным и в очищенных от пыли газах конденсируется на положительных и отрицательных ионах лавины. Отрицательные ионы образуются при прилипании электронов к нейтральным молекулам.

Из более поздних исследований с камерой Вильсона следует отметить работу Аллена и Филлипса⁶⁵, которые изучали развитие электронных лавин в воздухе, азоте, углекислом газе, аргоне, водороде и кислороде, а также в перечисленных газах с добавками паров воды и различных спиртов. С помощью этого метода удается достаточно надежно измерять подвижности электронов и ионов, а также оценивать их среднюю энергию и коэффициенты диффузии.

Другим методом изучения электронных лавин является электрический метод, основанный на том, что электроны и ионы лавины при прохождении разрядного промежутка создают импульс тока⁶⁶⁻⁷⁰. Этот импульс создает на сопротивлении, включенном в схему, импульс напряжения, который можно через усилитель регистрировать на осциллографе.

Если измерить зависимость напряжения V на этом сопротивлении от времени и построить график зависимости $V(t)$ в полулогарифмическом масштабе, то получается прямая линия, что указывает на экспоненциальный рост числа носителей тока. Наклон прямой дает постоянную нарастания тока.

Недостатком электрического метода является то, что он не дает возможности установить пространственную картину развития электронной лавины.

В этом смысле наилучший результат дает оптический метод⁷¹⁻⁷⁶. Суть этого метода — в том, что электроны помимо ионизации создают лавину возбужденных молекул или атомов газа. Свет, испускаемый возбужденными молекулами, регистрируется фотоумножителем или электронно-оптическим преобразователем. В последнем случае на экране ЭОП можно получить изображение излучающей лавины.

Рассмотрим теперь математическую сторону вопроса. Изменение концентраций электронов и ионов при развитии электронной лавины будет определяться процессами ионизации электронным ударом, диффузией и подвижностью электронов и ионов, а также фотоионизацией. Так как время развития разряда $\sim 10^{-7}$ сек, то рекомбинацией и прилипанием электронов (если оно может иметь место) можно пренебречь. Также можно пренебречь диффузией и подвижностью ионов. В этом случае система уравнений для нарастания концентрации электронов N_e и ионов N_i в лавине, которая была инициирована единственным электроном вблизи катода, имеет вид⁷⁷

$$\frac{\partial N_e(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \alpha u N_e(\mathbf{r}, t) + D \nabla^2 N_e(\mathbf{r}, t) - u \nabla N_e(\mathbf{r}, t) + \\ + \lambda u \int K |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| N_e(\mathbf{r}', t) d\mathbf{r}', \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = \alpha u N_e(\mathbf{r}, t); \quad (1.8)$$

здесь D — коэффициент диффузии электронов; λ — вероятность создания фотоэлектрона на единице длины пробега электрона; $K |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ — закон поглощения фотоионизирующего излучения. Начальные условия записываются так:

$$N_e(\mathbf{r}, 0) = \delta(\mathbf{r}), \quad (1.9)$$

$$N_i(\mathbf{r}, 0) = 0, \quad (1.10)$$

где $\delta(\mathbf{r})$ — дельта-функция Дирака.

Если фотоионизация отсутствует ($\lambda = 0$) и искажение поля пространственным зарядом лавины невелико, то решением уравнения (1.7) является гауссова функция распределения, записанная в системе координат,

движущейся со скоростью u вдоль оси z ¹²

$$N_e(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + (z - ut)^2}{4Dt} + \alpha ut\right). \quad (1.11)$$

Из (1.11) следует, что в этом случае радиус лавины определяется диффузией электронов и равен

$$r_D = \sqrt{\int_0^\infty r^2 N_e(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} / \int_0^\infty N_e(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r}} = \sqrt{6Dt}. \quad (1.12)$$

Если $\lambda \neq 0$, то для решения уравнения (1.7) требуется определить явный вид закона поглощения фотоионизирующего излучения, для чего необходимо выяснить природу этого излучения.

Впервые существование фотоионизирующего излучения, испускаемого электронной лавиной, было экспериментально обнаружено Петером ⁷⁸. Петер сделал в камере Вильсона небольшое отверстие сбоку от электродов. На некотором расстоянии от отверстия находился дополнительный разрядный промежуток из латунных или алюминиевых шариков, так что узкий пучок фотонов, создаваемый при разряде между шариками, мог проходить посередине между электродами в камере Вильсона, параллельно им. По количеству лавин на единицу длины с удалением от отверстия и предполагая закон поглощения излучения экспоненциальным, можно было судить о коэффициенте поглощения ионизирующего излучения в газе. Оказалось, что коэффициент поглощения для различных газов оказался, в пересчете на атмосферное давление, порядка $\sim 1 \text{ см}^{-1}$. Так, в воздухе $\kappa \approx 1,8 \text{ см}^{-1}$, в кислороде $\kappa \approx 1 \text{ см}^{-1}$, в водороде $\kappa \approx 0,8 \text{ см}^{-1}$ и т. д.

Опыты Петера и других исследователей ⁷⁸⁻⁸⁰ убедительно доказали существование ионизирующего излучения, образуемого электронной лавиной, однако механизм этого излучения долгое время оставался неясным. Рассмотрим в принципе, какие процессы могут привести к образованию ионизирующих фотонов.

Для однородных газов процессами, ведущими к образованию фотонов с энергией, превышающей энергию ионизации, могут быть возбуждение ионов и рекомбинация. Однако эти процессы квадратичны по концентрации электронов, а так как концентрация электронов мала, то ими можно пренебречь. Оценки показывают, что интенсивность этих процессов в течение короткого времени разряда $\sim 10^{-7} \text{ сек}$ практически равна нулю. Возможен еще процесс, линейный по плотности электронов. Это столкновение электрона с нейтральной молекулой с одновременной ионизацией и возбуждением остатка. Но этот процесс требует настолько больших энергий электронов, что совершенно невероятен, так как функция распределения электронов по скоростям резко убывает на «хвосте» распределения.

Ионизация возбужденных молекул фотонами с энергией, меньшей энергии ионизации, также является эффектом квадратичным по плотности электронов.

В смеси газов, в частности, в воздухе, благодаря различию в потенциалах ионизации азота и кислорода появляется возможность ионизации молекулы кислорода фотоном, испущенным молекулой азота, возбужденной на уровень с энергией больше энергии ионизации кислорода. Длительное время за неимением другого объяснения этот механизм принимался большинством исследователей ^{11, 12}, однако совершенно ясно, что он не может объяснить наличие дальнوپролетных фотонов в опытах Петера.

Дело в том, что фотоны с энергией больше 12,2 эв, образующиеся при излучении азота и способные ионизовать кислород, являются резонансными по отношению к азоту. Их коэффициенты поглощения при атмосферном давлении для средней части спектральной линии будут порядка $\sim 10^6 \text{ см}^{-1}$. Кроме того, поскольку эти фотоны образуются при излучении верхних возбужденных уровней азота, их время существования будет невелико, $\sim 10^{-7} \text{ сек}$, в связи с переходом молекулы в более низкое энергетическое состояние с энергией меньше 12,2 эв. За это время фотоны, диффундируя по газу, практически не выйдут из объема лавины.

Остается небольшая часть таких фотонов, которые благодаря конечной ширине спектральной линии сильно отклонились от основной частоты — «вышли из резонанса», и потому имеют малый коэффициент поглощения этой же линией. Однако энергия этих фотонов будет ненамного превосходить энергию ионизации кислорода и потому будет сильно поглощаться кислородом с коэффициентом поглощения $\sim 100 \text{ см}^{-1}$ ⁸¹⁻⁸³. Таким образом, мы приходим к выводу, что среди процессов, происходящих при разряде в однородных газах, а также в смесях газов, нет таких, которые могли бы привести к образованию фотонов с энергией, превышающей энергию ионизации газа и в то же время способных за короткие времена развития разряда распространяться на большие расстояния.

В работе²¹ была высказана гипотеза, что вторичные электроны в разряде без участия катода возникают под действием фотонов с энергией меньше энергии ионизации посредством каких-либо химических реакций. Рассмотрим подробнее эту гипотезу.

При развитии электронной лавины образуется также лавина возбужденных атомов или молекул, причем часть из них возбуждается на такой уровень, что при столкновении возбужденной молекулы с нейтральной может произойти ионно-молекулярная химическая реакция ассоциативной ионизации (1.3). В п. а) было показано, что при атмосферном давлении большая часть таких молекул, не успев излучить фотон, вступает в эту реакцию.

Однако некоторая часть возбужденных молекул все же успевает излучить фотон. Поскольку эти фотоны являются резонансными, коэффициент поглощения их очень велик $\sim 10^6 \text{ см}^{-1}$. Небольшая часть испущенных фотонов благодаря конечной ширине спектральной линии отклонится от основной частоты и сумеет пролететь до первого поглощения большое расстояние.

Для того чтобы произвести соответствующие оценки, нужно прежде всего установить закон поглощения резонансных фотонов с учетом конечной ширины спектральной линии.

Пусть в начале координат испускается фотон частоты ω . Тогда, если бы спектральная линия была бесконечно тонкой, вероятность для фотона пролететь расстояние r без поглощения была бы равна

$$W(r) = e^{-\kappa r}. \quad (1.13)$$

С учетом конечной ширины спектральной линии эта вероятность определится соотношением

$$W(r) = \int_0^{\infty} e^{-\kappa(\omega)r} P(\omega) d\omega; \quad (1.14)$$

здесь $P(\omega)$ — форма спектральной линии; $\kappa(\omega)$ — зависящий от частоты коэффициент поглощения фотонов. Для дальнейших вычислений нам следует задаться определенной формой спектральной линии.

Оценки показывают, что в газе при нормальных условиях уширение спектральной линии происходит в основном за счет соударений молекул, так что в качестве формы спектральной линии можно выбрать ударную лоренцевскую⁸¹. Имеем

$$P(\omega) = \frac{(\Gamma/2\pi)}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma^2/4)}; \quad (1.15)$$

здесь $\Gamma = N\nu_M\sigma_{эф}$ — ударная ширина спектральной линии; $\sigma_{эф}$ — эффективное сечение столкновения молекул.

При этом

$$\kappa(\omega) = \frac{\kappa_0\Gamma^2/4}{(\omega - \omega_0)^2 + (\Gamma^2/4)}; \quad (1.16)$$

здесь κ_0 — коэффициент поглощения центрального фотона частоты ω_0 .

Подставляя (1.15) и (1.16) в (1.14), производя интегрирование и учитывая, что $\kappa_0 r \gg 1$, получаем⁸⁴

$$W(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi\kappa_0 r}}. \quad (1.17)$$

Вероятность того, что фотон поглотится в единице телесного угла на расстоянии от r до $r + dr$ от места излучения, соответственно равна

$$K(r) = -\frac{1}{4\pi r^2} \frac{dW(r)}{dr} = \frac{1}{(4\pi)^{3/2} r^3 (\kappa_0 r)^{1/2}}. \quad (1.18)$$

Теперь устраняется противоречие между значениями коэффициента поглощения полученными, с одной стороны, в опытах Ретера, а с другой, — вытекающими из теории и экспериментов других авторов.

Действительно, если фотоионизирующее излучение имеет рассмотренную выше природу, то легко объяснить существование фотонов с большой длиной пробега. Как следует из (1.14), коэффициент поглощения фотонов при достаточном отклонении его частоты от резонансной может принимать довольно малые значения. Кроме того, при расчетах Ретер заранее полагал закон поглощения фотоионизирующего излучения экспоненциальным, в то время как он таковым не является.

Если нанести экспериментальные точки количества лавин, образуемых фотоионизирующим излучением в опытах Ретера, в зависимости от расстояния от источника излучения, то получается следующая картина (рис. 1). Как видно, в пределах статистической ошибки эксперимента, равной \sqrt{n} , наблюдается хорошее согласие теории и эксперимента. Следует также учесть, что закон поглощения (1.17) справедлив в однородном газе или во всяком случае в смеси, где отсутствует компонента с потенциалом ионизации меньше $\hbar\omega_0$. Нет никакой гарантии, что в опытах Ретера такая компонента не присутствовала, что могло несколько исказить результаты. Поэтому желательно повторить эксперимент Ретера в чистом газе.

Что касается механизма фотоионизации в смеси газов, то в каждом конкретном случае надо проводить специальное исследование состава смеси и потенциалов возбуждения и ионизации каждой компоненты.

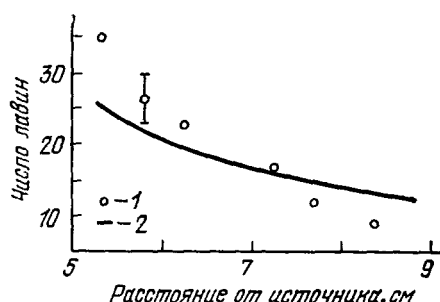
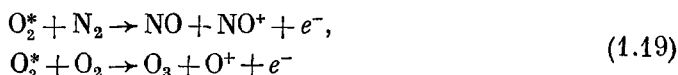


Рис. 1. Число лавин как функция расстояния от источника фотонов.

1 — эксперимент⁷⁸; 2 — теория⁸¹.

В воздухе, по-видимому, основную роль играют реакции (3) с участием кислорода, например, ⁶⁰



Аналогичные реакции с возбужденным азотом для образования дальнотолетных фотонов в воздухе не играют существенной роли, так как резонансные фотоны, отклонившиеся от основной частоты, будут, как уже говорилось выше, поглощаться кислородом в самой лавине.

Теперь, когда известен явный вид закона поглощения, можно получить решение уравнения (1.7) ⁷⁷. С достаточно хорошим приближением можно записать это решение в виде

$$N(\mathbf{r}, t) = \frac{e^{(\alpha+\lambda)ut}}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{k \sin kr_1}{r_1} \exp\left(-k^2 D + \lambda u \sqrt{\frac{k}{\kappa_0}}\right) t dk. \quad (1.20)$$

здесь радиус вектор r_1 имеет компоненты $\{x, y, z - ut\}$. Дальнейшее решение может быть только численным, если известны значения констант, входящих в (1.20).

Однако некоторые интересующие нас оценки можно провести, не прибегая к численным расчетам.

Первое слагаемое в экспоненте, стоящей под знаком интеграла в (1.20), обеспечивает расширение электронной лавины в результате диффузии электронов, т. е. диффузионный радиус лавины

$$r_D \sim \frac{1}{k} \sim \sqrt{Dt}. \quad (1.21)$$

Второе слагаемое в экспоненте ответственно за расширение лавины под действием фотоионизирующего излучения. Здесь

$$r_\Phi \sim \frac{1}{k} \sim \frac{\lambda^2 u^2 t^2}{\kappa_0}. \quad (1.22)$$

Оценим значения r_D и r_Φ для пробоя сантиметрового промежутка воздуха. При этом $D \sim 10^2 \text{ см}^2/\text{сек}$, $u \sim 10^7 \text{ см/сек}$, $\kappa_0 \sim 10^6 \text{ см}^{-1}$, $\lambda \leq \alpha \sim 20 \text{ см}^{-1}$; $t \sim 10^{-7} \text{ сек}$.

Подставляя эти значения параметров в (1.21) и (1.22), получаем, что $r_D \sim 10^{-2} \text{ см}$; $r_\Phi \sim 10^{-4} \text{ см}$, т. е. $r_D \gg r_\Phi$. Таким образом, фотоионизационным расширением лавины в этом случае можно пренебречь. Правда, r_D растет со временем как \sqrt{t} , а r_Φ как t^2 , и поэтому с течением времени r_Φ может превысить r_D . Однако для больших t применение полученных формул становится рискованным, так как вряд ли можно будет при этом пренебрегать влиянием пространственного заряда. В этом случае следует решать уравнение (1.7) с учетом зависимости его коэффициентов от поля, что является чрезвычайно сложной математической задачей, которая в настоящее время еще не решена. Однако самый важный вывод, который можно сделать из соотношения (1.20), это тот, что, как показывают численные оценки, через время $\sim 10^{-7} \text{ сек}$ после старта начального электрона в месте его старта возникает более одного электрона, что, как известно, означает выполнение условия самостоятельности разряда.

Следовательно, при атмосферном давлении возможен самостоятельный разряд без участия катодных процессов и без образования стримера. Роль вторичных процессов в таком разряде играет ассоциативная ионизация.

Кроме того, как мы увидим в дальнейшем, именно отличие λ от нуля может привести к формированию и распространению обратного (катодного) стримера.

Если в таунсендовском разряде с вторичными процессами на катоде время формирования разряда определяется временем дрейфа положительных ионов, а также диффузией метастабилей или резонансного излучения к катоду, что при давлениях порядка атмосферного и $d \sim 1$ см составляет 10^{-4} — 10^{-5} сек, то в разряде с ассоциативной ионизацией в качестве вторичного механизма оно будет определяться временем движения электронов от катода к аноду, $\sim 10^{-7}$ сек, так как временем образования вторичных электронов в этом случае можно пренебречь, что и наблюдается экспериментально.

в) Теория самостоятельного разряда

Начиная с некоторого расстояния d между электродами при данном значении E/N , нарастание тока по формуле (1.4) перестает быть справедливым. Ток с увеличением длины промежутка растет быстрее. Для объяснения эффекта Таунсенд предположил, что дополнительные электроны возникают при бомбардировке катода положительными ионами лавины.

Можно показать^{11, 12}, что при этом нарастание тока электронов будет описываться формулой

$$i = \frac{i_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}. \quad (1.23)$$

При выполнении условия

$$\gamma (e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (1.24)$$

ток обращается в бесконечность, если i_0 — конечно.

Таунсенд интерпретировал физический смысл этого обстоятельства так, что при выполнении условия (1.24) число уходящих на анод электронов полностью регенерируется освобождением электронов на катоде ударами положительных ионов и ионизацией газа. Разряд становится, таким образом, самостоятельным и не нуждается более в отличном от нуля значении начального тока i_0 . Из (1.2) и (1.24) вытекает закон Пашена, согласно которому пробивное напряжение зависит от произведения концентрации молекул на длину разрядного промежутка, а не от каждой из этих величин в отдельности. Однако, так как соотношение $\alpha/N = f(E/N)$ выполняется не всегда, то закон Пашена также имеет ограниченную применимость. Наличие примесей в газах, а также материал катода может оказывать существенное влияние на величину пробивного напряжения, так как при этом меняются коэффициенты α и γ . Заметим, что коэффициент γ может не быть функцией E/N , и тем не менее трудно обнаружить отклонения от закона Пашена, так как из (1.6) и (1.24) следует, что в выражении для пробивного напряжения $V = Ed$ γ входит под знак «ln» дважды. При пробое воздуха γ меняется от 10^{-4} при относительно низких давлениях до 10^{-8} при атмосферном давлении. При этом пробивное напряжение меняется всего на величину $\sim 10\%$. Это явилось причиной того, что долгое время рассматриваемая теория считалась применимой к пробую как при низких, так и при высоких давлениях, так как давала приблизительно верные значения пробивных напряжений. Однако позднее было обнаружено, что при давлениях порядка атмосферного пробивное напряжение не зависит от материала катода и в настоящее время критерий самостоятельности пробоя в виде (1.24) считается применимым только к пробую газа при пониженном давлении.

Отметим, что соотношение (1.23) является очень грубым и упрощенным и его нельзя применять к переходной стадии развития электронных лавин, какой является пробой, так как при выполнении условия (1.24) ток обращается в бесконечность.

Дальнейшие исследования показали, что выбивать электроны из катода могут не только положительные ионы, но и фотоны, а также возбужденные в резонансные или метастабильные состояния атомы или молекулы газа, диффундирующие к катоду^{85,86}. В работе Фелпса⁸⁷ была сделана попытка решить задачу о нарастании тока для гелия с учетом дополнительных катодных процессов, однако анализ Фелпса ограничен из-за отсутствия в литературе данных о значениях всех необходимых констант.

Получим теперь условие самостоятельности разряда²⁶, когда фотоионизация является вторичным механизмом, а процессы на катоде неэффективны, что обычно имеет место при $Nd \gtrsim 10^{19} \text{ см}^{-12} \text{ }^{12}$.

Пусть имеются два бесконечных плоскопараллельных электрода на расстоянии d друг от друга и с катода идет начальный ток i_0 электронов, который мы позже устремим к нулю. Ось z выберем вдоль направления приложенного поля E .

Тогда изменение электронного тока в слое dz будет равно изменению вследствие ионизации газа электронным ударом, а также благодаря фотоионизации газа.

Таким образом, для установившегося разряда мы имеем уравнение (в прежних обозначениях)

$$\frac{di(z)}{dz} = \alpha i(z) + \lambda \int_0^d K |z - z'| i(z') dz'; \quad (1.25)$$

здесь $K |z - z'|$ получается из (1.18) при усреднении по углам.

Граничное условие для этого уравнения записывается так:

$$i(0) = i_0. \quad (1.26)$$

Следовательно, задача о нахождении установившегося тока в этом случае сводится к решению интегро-дифференциального уравнения (1.25) с граничным условием (1.26).

Параметр λ здесь играет роль характеристического значения интегро-дифференциального уравнения.

Если разряд становится самостоятельным, то интегро-дифференциальное уравнение (1.25) при некотором характеристическом значении λ может иметь отличное от нуля конечное решение и при $i_0 = 0$, т. е. при равенстве нулю тока с катода.

Соотношение между константами λ , α , d , а также константами, характеризующими $K |z - z'|$ при условии существования нетривиального решения (1.25) с граничным условием $i_0 = 0$ и будет, очевидно, являться условием самостоятельности разряда *).

Соответствующие расчеты, которые были проведены в работе²⁶, дают следующее соотношение:

$$\frac{\alpha^* T}{T + \tau} \frac{e^{\alpha d}}{3 \sqrt{\pi \kappa_0 d} \alpha^2 d} = 1. \quad (1.27)$$

Множитель $\frac{T}{T + \tau}$ в (1.27) равен вероятности того, что возбужденная молекула излучит фотон из головки лавины, не успев вступить в реак-

) Должны еще выполняться условия $i(z) > 0$ и $di/dz \geq 0$; λ можно выразить через α^ (см. (1.5)).

цию (1.3). Здесь τ — время жизни возбужденного состояния по отношению к переходу в основное состояние. Система уравнений (1.27) и (1.5) заменяет систему (1.24) и (1.1) в теории Таунсенда. Эта система позволяет рассчитать пробивное напряжение промежутка $V = Ed$ как функцию N и d . Из анализа этой системы можно заключить, что в рассматриваемом разряде закон Пашена не должен соблюдаться, однако величина отклонения от этого закона зависит от сорта газа и не обязательно должна быть велика. Отметим, что экспериментально также наблюдаются отклонения от закона Пашена⁸⁸⁻⁹⁰. Представленная здесь теория справедлива, если сечение ассоциативной ионизации достаточно велико. Мы уже упоминали, что пока в литературе нет данных об этих сечениях для большинства газов. Если окажется, что сечение ассоциативной ионизации для некоторого газа мало, а связанные с ней процессы вторичной ионизации не эффективны, но в данном газе, тем не менее, наблюдается разряд с коротким временем формирования, то, по-видимому, это можно будет объяснить следующим образом: резонансные фотоны, отклонившиеся за счет конечной ширины спектральной линии от основной частоты, пролетают расстояние от головки лавины до катода без поглощения и выбивают вторичный электрон из катода. Легко понять, что время формирования разряда с таким вторичным механизмом будет также определяться временем движения электронов от катода к аноду.

Условие самостоятельности разряда при этом несколько видоизменяется. Теперь его можно записать в виде⁹¹

$$\frac{2}{3} \frac{\lambda^*}{\alpha} \gamma_{\Phi} \frac{e^{\alpha d}}{\sqrt{\pi x_0 d}} = 1, \quad (1.28)$$

где λ^* — число возбужденных в резонансное состояние атомов, созданных электроном на единице длины пробега; γ_{Φ} — вероятность фотоэффекта.

Если вклады во вторичные процессы от механизма ассоциативной ионизации и фотоэффекта сравнимы, то можно, в принципе, записать и обобщенное условие самостоятельности разряда⁹¹.

Вопрос о том, какое из выписанных условий самостоятельного разряда с коротким временем формирования предпочтительнее, следует решать для каждой конкретной пары газ — катод при условии, что известно также сечение ассоциативной ионизации в данном газе.

Если проанализировать полученные соотношения (1.27) и (1.28), то можно заметить, что они имеют вид, сходный с критерием Таунсенда (1.24). Различие заключается в предэкспоненциальных множителях, в которых отображены реальные физические процессы, ответственные за появление вторичных электронов в разряде.

При атмосферном давлении и длине разрядного промежутка ~ 1 см предэкспоненциальный множитель в (1.27) имеет величину $\sim 10^{-5}$. Это означает, в соответствии со сказанным выше, что пробивное напряжение, рассчитанное из системы уравнений (1.27) и (1.24), будет иметь хорошее согласие с экспериментом. Но мы уже упоминали, что величина пробивного напряжения мало чувствительна к величине предэкспоненциального множителя. Поэтому совпадение с экспериментом не является здесь основным критерием годности теории. На наш взгляд, основным достоинством полученных соотношений является то, что они позволяют довольно просто объяснить существование и рассчитать параметры самостоятельного разряда с коротким временем формирования.

Рассмотренный здесь разряд носит название темного разряда. Темный разряд реализуется, когда полем пространственного заряда лавины электронов можно пренебречь по сравнению с полем, приложенным

к разрядному промежутку. Получим критерий реализации темного разряда. Пусть имеется промежуток длиной d , к которому приложено поле E_0 . При развитии электронной лавины возникает пространственный заряд, причем его величину можно оценить из уравнения Пуассона

$$\frac{dE}{dz} = 4\pi e N_e. \quad (1.29)$$

Так как полем пространственного разряда заряда можно пренебречь по сравнению с приложенным, то отсюда получаем неравенство

$$\frac{E_0}{d} \gg 4\pi e N_e. \quad (1.30)$$

Средняя энергия электронов в условиях темного разряда меньше энергии ионизации атомов или молекул. С другой стороны, ясно, что работа сил электрического поля на пути d превышает энергию ионизации, т. е.

$$eE_0 d \gtrsim \varepsilon_i \gtrsim kT_e. \quad (1.31)$$

Из (1.30) и (1.31) следует, что

$$d \ll \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi e^2 N_e}} = r_D. \quad (1.32)$$

Следовательно, темный разряд реализуется, когда длина разрядного промежутка много меньше дебаевского радиуса газоразрядной плазмы.

2. ЛАВИНОСТРИМЕРНЫЙ ПЕРЕХОД

а) Влияние пространственного заряда. Возникновение анодного и катодного стримеров

До сих пор мы пренебрегали влиянием пространственного заряда на развитие пробоя, однако, как показывает опыт, при переходе к более длинным промежуткам при давлениях порядка атмосферного поле пространственного заряда начинает оказывать существенное влияние на разряд и в некоторых случаях приводит к возникновению совершенно нового вида разряда, так называемого стримерного пробоя газа. Проанализировав большое количество экспериментальных данных, а также затруднения теории Таунсенда при $Nd \gtrsim 10^{19} \text{ см}^{-2}$, Лёб и Мик^{11, 12} предъявили к новой теории следующие требования:

- 1) механизм пробоя должен существенно зависеть от движения электронов; ионы можно считать неподвижными в течение короткого времени пробоя;
- 2) разряд должен начинаться одним электроном и распространяться вдоль узкого канала;
- 3) разряд должен зависеть от вторичных процессов в объеме газа и не может быть связан с процессами на катоде;
- 4) правильно выбранный механизм развития разряда должен предпочитаться при больших давлениях и может включать процессы, связанные с пространственным зарядом.

В соответствии с этими требованиями Лёб и Мик развили стримерную теорию^{11, 12}. В настоящее время она представляет лишь исторический интерес и мы не будем ее здесь излагать, однако следует отметить, что несмотря на то, что теорию Лёба и Мика нельзя признать удовлетворительной в количественном отношении, а также и в некоторых качествен-

ных положениях *), общие ее представления о переходе лавинной стадии в разрядке в стримерную верны и можно считать доказанными экспериментально. Позже ряд авторов ⁹²⁻¹⁰⁰ пытались улучшить теорию Лёба и Мика, однако особых успехов на этом пути достигнуто не было. Вообще говоря, точное решение задачи о переходе лавины в стример должно содержать в себе решение системы уравнений (1.7), (1.8) в комбинации с уравнением Пуассона

$$\operatorname{div} \mathbf{E}' = 4\pi e (N_e - N_i) \quad (2.1)$$

и соотношениями, выражающими зависимость коэффициентов уравнений от результирующего поля $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}'$. Совокупность этих уравнений определяет в принципе картину всего процесса от появления вблизи катода начального электрона до лавиностримерного перехода и дальнейшего распространения катодного и анодного стримеров. Момент непосредственного лавиностримерного перехода определяется появлением некоторой пространственной области, напряженность электрического поля внутри которой окажется гораздо меньше, чем снаружи. Из общих соображений ясно, что эта область приближенно будет иметь форму сферы. К сожалению, решить эту задачу пока не удастся даже на ЭВМ. В связи с этим в литературе имеются работы, в которых делаются попытки решить одномерную задачу ¹⁰¹⁻¹⁰³ о лавиностримерном переходе. Следует, однако, отметить, что хотя решение задачи в одномерной постановке позволяет получать некоторую полезную информацию, но основные параметры лавиностримерного перехода могут быть получены только при решении трехмерной задачи. Дальше всех в этом направлении продвинулся Фирсов ¹⁰⁴, который создал приближенную трехмерную модель лавиностримерного перехода.

Однако прежде чем переходить к краткому изложению основных результатов, полученных на основании этой модели, следует отметить, что эксперименты ^{105, 69} показали значительное увеличение эффективного диаметра лавины по сравнению с диффузионным, когда число носителей заряда превышает 10^5-10^6 . Наблюдаемое расширение в принципе можно объяснить ионизацией газа излучением, создающим плазму наиболее эффективно вблизи головки лавины, а также электростатическим расталкиванием электронного облака головки. Но выше в гл. 2 было показано, что при развитии лавины $r_\Phi \ll r_D$. Что касается электростатического расталкивания, то его можно оценить следующим образом ⁷⁷.

Скорость диффузионного расширения лавины равна

$$v_D = \frac{dr_D}{dt} \sim \frac{r_D b E_0}{z}. \quad (2.2)$$

Скорость расширения лавины под действием пространственного заряда можно оценить по формуле

$$v_{E''} = bE''; \quad (2.3)$$

здесь b — подвижность электронов, E'' — поле пространственного заряда лавины электронов, которое можно приближенно считать сферически-симметричным.

Из (2.2) и (2.3) следует, что при

$$\frac{E''}{E_0} \sim \frac{r_D}{z} \sim \sqrt{\frac{l}{z}} \quad (2.4)$$

*) Лёб и Мик неправильно отождествляют критерий пробоя и критерий образования стримера при $Nd \gg 10^{19} \text{ см}^{-2}$. Как было показано выше, пробой в этих условиях может происходить и без стримера. Подробный критический разбор теории Лёба и Мика содержится в ⁹¹.

эти скорости равны. Здесь l — длина свободного пробега электрона. В воздухе при атмосферном давлении $l \approx 3 \cdot 10^{-5}$ см. Следовательно, для промежутка длиной ~ 1 см уже при поле пространственного заряда порядка 1% от внешнего поля E_0 расширение лавины за счет электростатического расталкивания электронов становится больше диффузионного расширения и поэтому в дальнейшем диффузией можно пренебречь. Эксперименты⁶⁴ подтверждают сделанные выше оценки.

Рассмотрим теперь сферу радиуса r , описанную вокруг центра лавины электронов. Пусть r растет так, что dr/dt совпадает с радиальной скоростью электронов в системе координат, в которой центр лавины покоится. Средняя радиальная скорость электронов обусловлена действием электрического поля заряда q , заключенного внутри этой сферы, и диффузионным потоком. Последним можно пренебречь, согласно сказанному выше, если $E''/E_0 \gg \sqrt{l/z}$. Тогда имеем

$$\frac{dr}{dt} = bE'' = b \frac{q}{r^2} = \frac{be \exp(\alpha z)}{r^2}. \quad (2.5)$$

Интегрируя уравнение (2.5), с учетом того, что $z = bE_0 t$, получаем

$$r = \left(\frac{3e}{\alpha E_0} \right)^{1/3} \exp \left(\frac{\alpha z}{3} \right), \quad (2.6)$$

т. е. в этом случае радиус лавины растет экспоненциально со временем.

Радиальное поле, создаваемое электронами лавины, можно записать в виде

$$E_r'' = E_R'' \frac{r}{R}. \quad (2.7)$$

Оно имеет максимальную величину «на границе» сферы при $r = R$. При этом, как следует из (2.6), отношение этого поля к внешнему будет равно

$$\frac{E''}{E_0} = \frac{e \exp(\alpha z)}{R^3 E_0} = \frac{\alpha R}{3}. \quad (2.8)$$

Однако радиус лавины не может расти все время согласно (2.6) и прежде всего потому, что при выводе этих формул пренебрегалось полем, создаваемым пространственным зарядом положительных ионов, оставляемых за собой движущейся лавиной. Это можно делать, пока $R \ll 1/2\alpha$. Если же $R \approx 1/2\alpha$, то уже примерно половина всех ионов находится в пределах лавины и заряд ионов по крайней мере в два раза уменьшает заряд, а следовательно, и поле лавины. При дальнейшем росте R заряд лавины должен перестать расти, а вскоре должен практически перестать расти и сам радиус лавины.

При $R = 1/2\alpha$ из (2.8) следует, что поле пространственного заряда электронов лавины достигает $E_0/6$. В этом случае следует уже принять во внимание зависимость коэффициента ионизации α от напряженности поля⁹¹.

Для этого следует учесть, что электроны лавины, помимо действия однородного поля E_0 , испытывают действие сферически-симметричного поля E'' , созданного пространственным зарядом электронов и поля E' , созданного пространственным зарядом положительных ионов, оставляемых за собой лавиной при ее движении к аноду.

Если для наглядности представить себе пространственный заряд, как две сферы, одна из которых заряжена отрицательно (со стороны анода), а другая — положительно (со стороны катода), то легко сообразить, что результирующее поле сильнее внешнего вблизи поверхностей отрицательной сферы, обращенной к аноду, и положительной, обращенной к катоду,

и слабее внешнего поля вблизи поверхности сфер, где они обращены друг к другу.

Таким образом, внутри лавины поле ослабляется. Однако, несмотря на то, что коэффициент ионизации α сильно уменьшается при уменьшении поля, еще не очевидно, что в среднем электроны будут ионизовать меньше, так как α как функция E имеет большую величину второй производной $d^2\alpha/dE^2$ в области значений E , соответствующих пробое. Изменение числа электронов в лавине в единицу времени можно определить по формуле

$$\frac{dn_e}{dt} = \int N_e \alpha u d\tau = \int N_e \alpha u_0 \frac{E}{E_0} d\tau; \quad (2.9)$$

здесь $d\tau$ — элемент объема и интегрирование производится по всей лавине, $E = E_0 + E' + E''$ — результирующее поле. Для оценки изменения ионизации в лавине можно принять, что

$$N_e = \begin{cases} \frac{\exp(\alpha z)}{4\pi R^3/3} = \frac{\alpha E_0}{4\pi} & \text{при } r \leq R, \\ 0 & \text{при } r > R. \end{cases} \quad (2.10)$$

Здесь использовано соотношение (2.8). Из соотношения (2.10) следует, что концентрация электронов в первом приближении остается постоянной при развитии лавины.

Электрическое поле, которое создают положительные ионы в лавине, можно приблизительно считать однородным, направленным противоположно внешнему полю E_0 , так как все ионы в основном находятся позади лавины. Если число электронов в лавине n_e и диаметр ее $2R$, то при своем движении к аноду лавина, вследствие ионизации газа электронами, оставляет за собой след положительных ионов, диаметр которого порядка $2R$ и количество ионов на единицу длины в части следа, непосредственно прилегающего к лавине, порядка αn_e . С удалением от лавины в направлении к катоду плотность ионов экспоненциально убывает и можно считать, что поле, созданное ионами в лавине, приближенно равно

$$E' = \frac{\alpha n_e R}{R}. \quad (2.11)$$

Помещая теперь начало координат в центр головки лавины и обозначая через θ угол между векторами \mathbf{r} и \mathbf{E}_0 , выражение для результирующего поля E , действующего на электроны лавины, можно записать в виде

$$E = \sqrt{(E_0 - E')^2 + (E'')^2 - 2(E_0 - E')E'' \cos \theta}. \quad (2.12)$$

Подставляя соотношения (2.12) и (1.6) в (2.9) и производя интегрирование по объему лавины, определим средний коэффициент ионизации $\bar{\alpha}$, где

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{u_0 n_e} \frac{dn_e}{dt}. \quad (2.13)$$

До сих пор рассуждения носили общий характер. Для получения количественных оценок следует выбрать определенный газ и его давление. Для воздуха при атмосферном давлении соответствующие расчеты были проделаны в работе ⁹¹, где было получено следующее приближенное соотношение для оценки изменения ионизации в лавине:

$$\frac{\bar{\alpha} - \alpha_0}{\alpha_0} = \left[-2,8 + 2,6 \frac{B}{E_0} - 0,1 \left(\frac{B}{E_0} \right)^2 \right] \left(\frac{E''}{E_0} \right)^2; \quad (2.14)$$

здесь B — коэффициент в формуле (1.6), который для воздуха при атмосферном давлении имеет величину приблизительно 200 кВ/см в широком интервале напряженностей полей, включающем пробивные.

В квадратных скобках (2.14) соотношение достигает максимального значения при $B/E_0 = 13$ и равно 19,7. В воздухе при атмосферном давлении это соответствует $E_0 \approx 15$ кВ/см.

Таким образом, при напряженности поля $E_0 \sim 30$ кВ/см, соответствующих обычному искровому пробое в воздухе, при атмосферном давлении, когда $E''/E_0 = 1/6$, а $R = 1/2\alpha_0$, «истинное» значение α согласно (2.11) уменьшается примерно в два раза. Однако при $E''/E_0 = 1/6$ отклонение от формулы (2.6) еще невелико, так как скорость роста R определяется уже созданным зарядом лавины, а основная его величина и, следовательно, заметное изменение α наступают только на последнем отрезке пути лавины порядка $\sim 1/\alpha_0$.

Однако при дальнейшем развитии лавины, когда $E''/E_0 \gg 1/6$, интенсивность ионизации в передней части лавины при этом уже более, чем в три раза больше, чем в задней.

Наступает значительное уменьшение коэффициента ионизации внутри лавины, а радиус лавины растет значительно медленнее. Он должен был бы практически перестать расти из-за того, что α уменьшается, а ионы занимают почти тот же объем, что и электроны, так как $R \approx 1/2\alpha_0$. Но теперь вообще становится невозможным отделить электронную лавину от ионного следа.

Действительно, электроны, которые движутся сзади, находятся в значительно ослабленном электрическом поле под действием сильно возросшего пространственного заряда электронов, находящихся впереди, и положительных ионов, находящихся сзади. Эти электроны практически перестают ионизовать и останавливаются. Электроны же, которые движутся впереди, находятся в электрическом поле, усиленном пространственным зарядом задних электронов; они движутся быстрее, чем в поле E_0 , и очень сильно ионизуют газ, оставляя за собой все новые и новые массы вновь созданных электронов и ионов, образуя проводящую квазинейтральную плазму. Электроны, находящиеся в этой плазме, должны выравнивать градиент потенциала внутри нее, по мере того, как он меняется при движении передних ионов.

Таким образом, лавина перерастает в положительный (анодный) стример.

Чтобы объяснить столь быстрое распространение катодного стримера, следует предположить наличие достаточно сильного фотоионизирующего излучения, создающего вторичные электроны вблизи стримера. Эти электроны, двигаясь в сильном электрическом поле, вблизи положительного конца образуют короткие, но мощные лавины, вливающиеся в стример и оставляющие за собой большой положительный заряд, продолжающий конец стримера к катоду. Естественно, что между этим положительным зарядом и катодным концом стримера будет происходить движение электронов и ионизация, пока поле между этим концом и положительным зарядом не станет достаточно малым. Каждая такая лавина создает излучение, необходимое для образования следующих лавин путем фотоионизации газа. При достаточно интенсивной фотоионизации газа скорость образования положительного заряда электронными лавинами, вызванными фотоионизацией, очевидно, будет определяться скоростью движения этих лавин в поле стримера. Следовательно, скорость распространения катодного конца должна быть примерно такая же, как и скорость его анодного конца. Однако при недостаточной фотоионизации эта скорость может быть несколько меньшей, а при достаточно сильной ионизации фотонами, обладающими большой длиной пробега в газе, — несколько большей, так как в этом случае могут образовываться встречные стримеры, которые потом сливаются. Таким образом, все сказанное относительно распро-

странения анодного стримера в значительной мере справедливо и в отношении распространения катодного стримера. Имеется, однако, некоторое отличие. Выход электронов из анодного конца происходит в большом количестве непрерывно и определяется наличием вполне определенного распределения напряженности поля. Это поле максимально на оси стримера, совпадающей здесь по направлению с силовыми линиями приложенного поля. Поэтому распространение анодного стримера должно происходить более или менее строго по силовой линии поля, т. е. в однородном электрическом поле по прямой линии.

Распространение катодного конца происходит путем роста новых электронных лавин в сильном поле катодного конца, образованных малым числом начальных электронов. Место образования и плотность этих электронов есть, до некоторой степени, статистический процесс. Движение лавин, образованных вторичными электронами, происходит не по силовым линиям внешнего поля, а определяется больше более сильным полем стримера. Поэтому хотя наиболее эффективно развиваются лавины электронов, образованные на пути, где силовые линии внешнего поля и поля стримера совпадают, благодаря статистическому характеру образования вторичных электронов возможны искривления пути положительно-го конца, а иногда даже разветвления стримера или резкие изломы. Однако как правило, дело ограничивается искривлением пути стримера.

Итак, стримером мы называем нитеобразный проводящий канал, вдоль которого напряженность поля мала по сравнению с напряженностью поля вне этого канала, на достаточно большом расстоянии от него. Естественно, что такое образование связано с пространственными или, лучше сказать, приближенно линейными свободными зарядами разных знаков. Иногда такой канал может оканчиваться на одном из электродов. В этом случае он может служить как бы продолжением игольчатого электрода; тогда наличия заряда другого знака в месте соединения с электродом не будет и весь стример будет заряжен одним знаком. Создаваемое стримером поле будет определяться распределением на нем заряда и зарядом обратного знака его электрического изображения в электроде. Если стример создается в середине промежутка далеко от электродов, то полями электрических изображений можно пренебречь.

Поскольку канал стримера в силу уравнений электростатистики неизбежно связан с сильными радиальными по отношению к каналу полями, такое образование не может устойчиво существовать во времени. Стример должен расплзаться, особенно сильно на концах и, как уже упоминалось, особенно на катодном конце. Так как наиболее сильное поле существует у концов стримера на расстоянии порядка его радиуса кривизны R , то при удлинении на радиус, стример, в среднем, отклоняется на величину θR от силовой линии поля, где $\theta \sim 1$. Полное отклонение стримера $\overline{\Delta x^2}$ от движения его по силовой линии статистически складывается из этих случайных отклонений. Следовательно, на длине L оно равно $(\theta R \sqrt{L/\theta R})^2$, т. е.

$$\overline{\Delta x^2} = \theta LR. \quad (2.15)$$

Подробнее об устойчивости стримера будет говориться в следующей главе.

Электроны, находясь в слабом поле внутри стримера, постепенно теряют энергию и рекомбинируют пока не остается практически только избыточный заряд. Одновременно высвечиваются возбужденные при его образовании молекулы. Поэтому стример всегда сильно светится.

С другой стороны, на фотографиях за стример может быть принят след мощной лавины электронов, не являющийся в указанном смысле стримером.

В противоположность критерию реализации темного или таунсендовского разряда (1.32), переход лавины в стример осуществляется, когда дебаевский радиус плазмы становится много меньше размеров лавины.

Действительно, если использовать соотношения (2.6), (2.10), а также принять, что при переходе лавины в стример радиус лавины $R \approx 1/2\alpha_0$, то для отношения дебаевского радиуса к диаметру лавины получаем соотношение

$$\frac{r_D}{2R} = \sqrt{\frac{\alpha k T_e}{e E_0}}. \quad (2.16)$$

Если подставить сюда соответствующие значения параметров для воздуха¹²: $\alpha \approx 20 \text{ см}^{-1}$, $d \sim 1 \text{ см}$, $E_0 = 3 \cdot 10^4 \text{ в/см} = 100 \text{ ед. CGS}$; $kT_e \approx \approx 3,6 \text{ эв} \approx 6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$, то получим

$$\frac{r_D}{2R} \approx 4 \cdot 10^{-2} \ll 1. \quad (2.17)$$

Что касается величины $\alpha z_{\text{кр}}$, где $z_{\text{кр}}$ — расстояние, пройденное лавиной до перехода ее в стример, то, как следует из (2.6) и (2.10), результирующее поле пространственного заряда становится сравнимым с приложенным пробивным полем для сантиметрового промежутка, когда $\alpha \approx 20 \text{ см}^{-1}$. Следовательно, в этом случае

$$\alpha z_{\text{кр}} \approx 20, \quad (2.18)$$

что находится в согласии с экспериментальным значением⁶⁴.

Величина $\alpha z_{\text{кр}}$ слабо меняется с увеличением длины промежутка.

Заканчивая обсуждение теории лавиностримерного перехода, следует отметить, что физическая картина процессов, происходящих при переходе лавины в стример, изучена достаточно хорошо. Вместе с тем, математическая сторона теории развита недостаточно. Как мы видели выше, пока все основные параметры лавиностримерного перехода мы можем определять только по порядку величин. Учитывая важность знания этих параметров для развития теории стримера, в настоящее время предпринимаются попытки создания строгой теории лавиностримерного перехода. Трудности на этом пути в основном расчетного характера и есть надежда, что с помощью ЭВМ эта проблема будет в скором времени решена.

б) Пробой в длинных искровых промежутках

В заключение этой главы кратко остановимся на теоретически мало изученном вопросе пробоя длинных искровых промежутков.

Как было показано, при $\alpha z \sim 20$ электрическое поле, создаваемое пространственными зарядами лавины электронов и положительных ионов, таково, что в головке лавины размером $\sim 1/\alpha$ результирующее поле равно нулю, а впереди и сзади головки лавины поле резко усиливается, но общее число электронов растет значительно медленнее, чем по экспоненциальному закону. Такое уменьшение количества электронов автоматически приводит к уменьшению интенсивности фотоионизации. Поэтому если до образования стримера условие самостоятельности разряда для всего промежутка не выполнялось, то при образовании стримера, когда $\alpha z \gtrsim 20$, оно уже никогда не выполнится. Фирсов¹⁰⁴ предположил, что разряд в этом случае может произойти, если усиление поля и связанное с этим усилением увеличение α компенсирует уменьшение интенсивности фотоионизации, т. е. возникает как бы самостоятельный разряд в области усиленного поля.

Оценим в связи с этим электрическое поле, которое создают положительные ионы, оставленные первой лавиной электронов, после втягивания электронов в анод. При этом положительные ионы расположены в основном в области около анода протяженностью $\sim 1/\alpha_0$ вдоль поля и $\sim 1/\alpha_0$ в поперечном направлении. С удалением от анода плотность ионов приблизительно экспоненциально падает как $\exp \alpha (d - z)$.

Если не учитывать изменения α , то максимум поля, создаваемого ионами и направленного одинаково с приложенным полем, должен быть на расстоянии порядка $\sim 1/\alpha_0$ от анода⁹¹. Полный заряд части ионного следа, протяженностью $\sim 1/\alpha_0$, прилегающей к аноду, будет $\sim e^- \exp(\alpha_0 d) [1 - (1/e)]$, а поле, создаваемое этим зарядом, будет $e^- \exp(\alpha_0 d) [1 - (1/e)] \cdot 4\alpha_0^2$ (здесь e^- — заряд электрона, $e = 2,718 \dots$).

Отсюда нужно вычесть поле, создаваемое зарядом $e^- \exp(\alpha_0 d)/e$ остальной части ионного следа, которое будет $\sim (4e^{-\alpha^2}/e) \exp(\alpha_0 d)$ и, наконец, нужно вычесть поле электрического изображения зарядов в аноде, которое приблизительно равно $e^- (\alpha_0^2/2) \exp(\alpha_0 d)$. В результате получается (вывод этих соотношений — в⁹¹)

$$E'' = 4\alpha_0^2 e^- \exp(\alpha_0 d) \left(1 - \frac{2}{e} - \frac{1}{8}\right) \approx \frac{\alpha_0^2 e^- \exp(\alpha_0 d)}{2}. \quad (2.19)$$

Так как $\alpha_0 d$ велико, ($\alpha_0 d \sim 20$), то размер области усиленного поля $\sim 1/\alpha_0 \ll d$. Для того чтобы в этой области возник самостоятельный разряд, коэффициент ионизации α здесь должен быть гораздо большим α_0 . Это может быть только в том случае, если величина добавочного поля окажется порядка приложенного. Однако из формулы (2.19) следует, что при $R = 1/2\alpha_0$

$$E' = \frac{e^- \exp(\alpha_0 d)}{8R^2};$$

величина $e^- \exp(\alpha_0 d)/R^2$, как следует из (2.8), при этом равна $E_0/6$. Следовательно,

$$E' = \frac{1}{48} E_0. \quad (2.20)$$

Чтобы добавочное поле стало порядка приложенного, нужно, без учета уменьшения α , чтобы лавина прошла еще путь $\sim 4/\alpha_0$. Но, как было показано в п. а), на этом пути лавина ионизует в несколько раз слабее (в воздухе в 2—3 раза) из-за того, что она движется в поле, ослабленном зарядом ионов, переходя далее в стример. Таким образом, приравнявая $E' = E_0$, мы должны внести в (2.19) поправку. Нужно заменить $\exp(\alpha_0 d)$

на $\exp \int_0^d \bar{\alpha} dz$, где $\bar{\alpha}$ определяется соотношением (2.13).

Так как $\bar{\alpha}$ существенно меняется лишь на последнем пути Δz , на котором заряд лавины должен возрасти примерно в 48 раз, то на этом пути среднее значение

$$\bar{\alpha} \Delta z \approx \ln 48 \approx 4. \quad (2.21)$$

Теперь можно записать, что

$$\int_0^d \bar{\alpha} dz = \int_0^{d-\Delta z} \alpha_0 dz + \int_{d-\Delta z}^d \bar{\alpha} dz = \alpha_0 d - C, \quad (2.22)$$

где $C = \Delta z (\alpha_0 - \bar{\alpha})$.

Следует также отметить, что вследствие перерастания лавины в стример часть электронов не поглощается анодом и поэтому добавочное поле,

создаваемое пространственным зарядом, будет несколько меньше. Это уменьшение, а также численный множитель $1/2$ в (2.19) весьма незначительно влияют на величину пробивного напряжения. Поэтому, учитывая приближенный характер всего вывода, не имеет смысла усложнять формулы. Достаточно включить изменение, вызываемое этими факторами, в ошибку величины C . Итак, условие пробоя, заключающееся в равенстве поля пространственного заряда внешнему полю, принимает вид

$$\epsilon\alpha_0^3 \exp(\alpha_0 d - C) = E_0. \quad (2.23)$$

Для расчетов удобнее выразить отсюда величину d , соответствующую пробую при данном поле E_0 . Имеем

$$d = \frac{1}{\alpha_0} \left(C + \ln \frac{E_0}{\epsilon\alpha_0^3} \right). \quad (2.24)$$

Значения пробивных напряжений, рассчитанных по формуле (2.24) для воздуха при атмосферном давлении (в этом случае величина параметра C , рассчитанная с помощью соотношения (2.14)⁹¹, равна (5 ± 1)), находится в хорошем согласии с экспериментальными данными, приведенными в книге Мика и Крэгса¹², для длин промежутков $d \gtrsim 3$ см. Максимальное расхождение не превышает 4%. При $d \gtrsim 3$ см теоретические значения пробивных напряжений меньше экспериментальных. Это связано с тем, что при таких длинах промежутков в воздухе при атмосферном давлении пробой может произойти без образования стримера и пробивное напряжение здесь следует рассчитывать из критерия (1.27). Действительно, например, для $d = 1$ см $E_0 = 31,6$ кВ/см и $\alpha = 17$ см⁻¹. При этом, как следует из (2.19), добавочное поле

$$E' = 540$$
 в/см = 1,6% E_0 .

Ясно, что при таком добавочном поле стример не образуется и пробой происходит в соответствии с механизмом, подробно рассмотренным в п. б) гл. 1. Проанализировав соотношение (2.24), можно заметить, что закон Пашена здесь также не соблюдается. Применение полученного критерия для сверхдлинных искр, таких, как молния, неправомерно, так как молния распространяется в неоднородном поле, геометрия которого неизвестна. К тому же первичный стример, пробивающий промежуток облако — земля, или, как его обычно называют, — лидер, распространяется отдельными ступенями с интервалом времени между ступенями ~ 50 мксек. В настоящее время не существует удовлетворительного объяснения такого распространения ступенчатого лидера, вызванного, по-видимому, нелинейными эффектами, связанными с распространением волны ионизации. Оценим, тем не менее длину, пробивного промежутка в воздухе в однородном поле, величиной 10 кВ/см. При таких полях эмпирическая формула (1.6) работает плохо и мы воспользуемся более подходящими в этом случае данными Сандерса (см.¹¹), которые дают для атмосферного давления величину $\alpha_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹. Подставляя выбранные значения параметров в (2.24), получим, что $d \approx 2 \cdot 10^4$ м. Эта длина соответствует молниям. Разумеется, эта оценка довольно грубая, но она позволяет судить о порядке величины поля при разряде молнии.

Отметим, что недостатком критерия (2.24) является то, что в него не входит в явном виде коэффициент поглощения фотонов. Трудность получения более общего критерия связана с уже упоминавшейся трудностью решения уравнения (1.7), когда его коэффициенты не являются константами. Поэтому дальнейший прогресс в теории пробоя длинных

промежутков связан с решением этого уравнения, причем в него, по-видимому, нужно будет дополнительно включить члены, описывающие рекомбинацию и прилипание электронов, так как в длинных промежутках время разряда возрастает и этими процессами уже нельзя будет пренебрегать.

3. СТРИМЕРЫ

а) Результаты экспериментальных исследований в стримерных камерах

Как известно, одним из главных недостатков искровых камер, как детекторов элементарных частиц, является наличие выделенного направления в камере — направления приложенного электрического поля E_0 ^{2,3}. Это означает, что наблюдается пространственная неизотропность в свойствах камеры, таких, как способность к регистрации частиц, проходящих под разными углами к вектору электрического поля, различие в характере следов частиц и т. п. Полностью добиться изотропии свойств камеры при наличии выделенного направления нельзя, но существуют некоторые возможности улучшить изотропность этих свойств. Это достигается в современном детекторе частиц — стримерной камере, которая впервые была предложена в работах^{4,5} и в настоящее время получила широкое распространение.

В тот момент, когда электроны, образованные ионизирующей частицей, начинают двигаться в электрическом поле, образуя лавины, изотропность свойств камеры уже нарушается, так как лавина имеет несферическую форму — ее размер вдоль электрического поля больше поперечного размера. Но эта анизотропия [еще очень мала, и ее можно

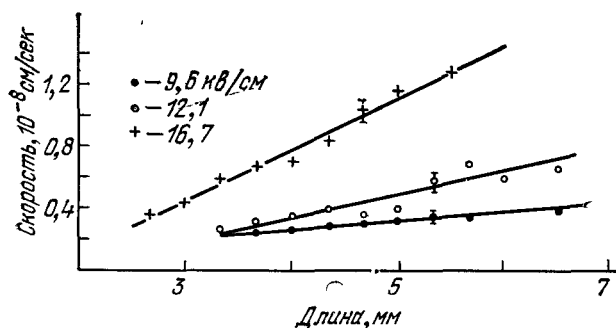


Рис. 2. Зависимость скорости стримера от его длины при различных напряженностях электрического поля¹¹³.

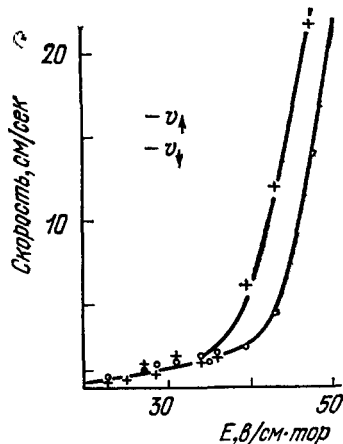


Рис. 3. Зависимость скорости стримера от $E/P^{1/4}$.

практически свести к нулю, если лавина будет короткой, а также если учесть, что наиболее яркой частью, регистрируемой на фотоэмульсии, является головка лавины. Поэтому регистрация следов частиц на стримерной стадии дает максимальные возможности в изотропии свойств камеры. К сожалению, при этом несколько ухудшаются условия фотографирования слабосветящихся стримеров (в отличие от ярких искр).

Для того чтобы остановить развитие стримера на длине нескольких мм, необходимо сформировать длительность высоковольтного импульса с точностью ~ 1 нсек. Наиболее удобной для питания камеры небольших

размеров является генератор Аркадьева — Маркса, совместно со специальным формирующим элементом — обрезающим разрядником ^{4, 106}.

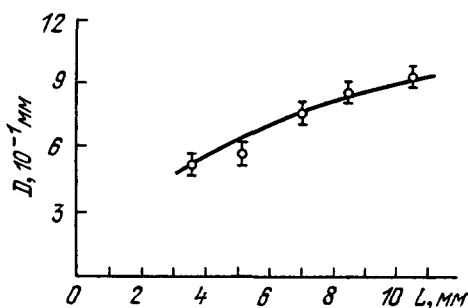


Рис. 4. Зависимость диаметра стримера от его длины ¹¹⁵.

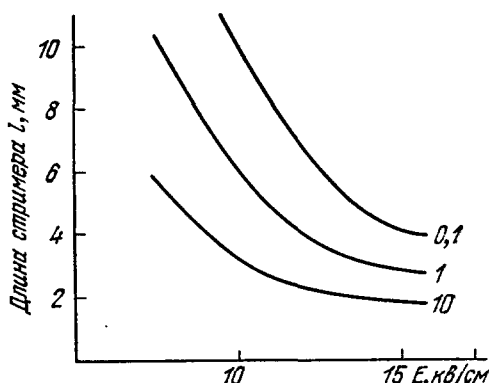


Рис. 5. Зависимость яркости стримера от электрического поля и длины стримера ¹¹⁵. Кривые 0, 1 и 10 соответствуют яркости в 10 раз меньшей и в 10 раз большей, чем для кривой 1.

Основной недостаток стримерной камеры — слабая яркость следа, затрудняющая фотографирование, — устраняется такими способами: увеличение длины стримера ^{4, 107}, увеличение напряженности электрического поля ^{108, 109}, с помощью ЭОП ¹¹⁰, путем введения различных углеводородных добавок ¹¹¹⁻¹¹².

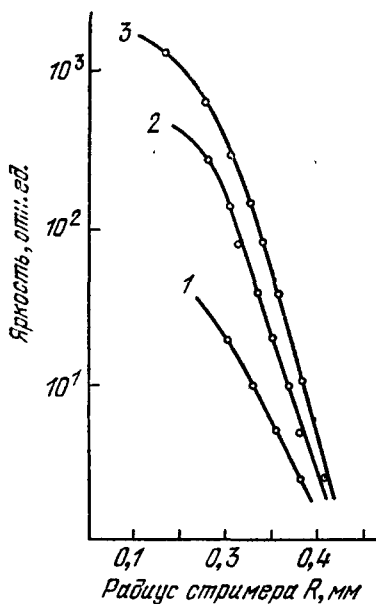


Рис. 6. Распределение яркости по радиусу стримера при разных длинах стримеров ¹¹⁵.

l (мм): 2 (1), 3,5 (2) и 5,2 (3).

Стримерная камера, помимо своего основного назначения — детектирования элементарных частиц — явилась уникальным прибором для исследования свойств стримеров. Результаты измерений основных параметров стримеров в стримерных камерах во многом способствовали прояснению картины физических процессов, протекающих при их развитии. На рис. 2—6 представлены результаты некоторых экспериментов по измерению длин, диаметров и скоростей стримеров, а также их яркости.

Основные выводы, которые можно сделать из представленных графиков, таковы:

1) скорость стримера является линейной функцией его длины и напряженности внешнего поля (рис. 2) ^{113, 116};

2) при достижении некоторой критической длины или критической напряженности внешнего поля наблюдается ускорение стримера (рис. 3) ^{114, 116};

3) диаметр стримера растет приблизительно пропорционально корню квадратному из его длины (рис. 4);

4) яркость стримера быстро растет с длиной и напряженностью поля и спадает по радиусу от его оси (рис. 5—6) ¹¹⁵.

В рамках модели, развитой в работе ²³, к рассмотрению которой мы переходим, удастся объяснить почти все эти закономерности.

б) М а т е м а т и ч е с к а я п о с т а н о в к а з а д а ч и
о д в и ж е н и и с т р и м е р а

Представим качественные рассуждения п. б) гл. 2 в математической форме.

Предположим, что в начальный момент времени $t = 0$ в разрядном промежутке, к которому приложено поле E_0 , в начале координат мы имеем некоторую область хорошо проводящей квазинейтральной плазмы, т. е. головку лавины в момент лавиностримерного перехода. Тогда поле в окружающем пространстве исказится и его можно определить, решив уравнение Лапласа для потенциала

$$\Delta \Phi(r, t) = 0. \quad (3.1)$$

Так как плазма, находящаяся в головке лавины, обладает высокой проводимостью, то ее поверхность можно считать эквипотенциальной. Таким образом, граничное условие уравнения (3.1) имеет вид

$$\Phi(\tilde{r}, t) = 0, \quad (3.2)$$

где \tilde{r} — радиус-вектор точек границы области.

При продвижении плазмы к аноду и катоду ее граница по-прежнему остается эквипотенциальной. Следовательно, имеем еще одно граничное условие:

$$\left. \frac{d\Phi}{dt} \right|_{r=\tilde{r}} = 0. \quad (3.3)$$

Условие (3.3) можно переписать в несколько ином виде. Имеем

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \Phi = 0.$$

Так как

$$\mathbf{v} = b\mathbf{E} = \pm b \nabla \Phi, \quad (3.4)$$

где знак $+$ выбирается для анодного конца плазмы, а $-$ для катодного, и подвижность в условиях пробоя в широких пределах изменения поля E практически от него не зависит, то можно записать, что на границе плазменной области выполняется условие

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} \pm b (\nabla \Phi)^2 = 0. \quad (3.5)$$

На большом удалении от плазмы потенциал должен переходить в потенциал однородного поля E_0 , т. е.

$$\Phi|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow -E_0 z. \quad (3.6)$$

Начальное условие зависит от формы плазменной области в момент лавиностримерного перехода.

Если предположить, что эта область является сферой радиуса R_0 , то, решая задачу о распределении потенциала в однородном поле, где помещена квазиметаллическая сфера, можно получить¹¹⁷

$$\Phi(r, 0) = -E_0 r \cos \theta \cdot \left(1 - \frac{R_0^3}{r^3}\right), \quad (3.7)$$

где θ — угол между радиусом-вектором данной точки и вектором E_0 . На самом деле, по-видимому, форма головки лавины несколько отличается от сферической, однако ее истинную форму и, следовательно, более точное начальное условие, можно получить только на основании точного решения задачи о лавиностримерном переходе.

Задача (3.1) — (3.7) полностью определяет развитие анодного и катодного стримера с момента лавиностримерного перехода.

Точное решение ее представляет большие математические трудности, однако все основные параметры стримера можно получить и без точного решения. Дело в том, что основную роль в развитии стримера играют его анодный и катодный концы, где концентрируется область усиленного поля. Это позволяет существенно упростить задачу.

Действительно, разлагая потенциал Φ в ряд вблизи анодного или катодного конца границы плазменной области и удерживая члены до третьего порядка малости, можно получить два не зависящих от выбора модели выражения для радиуса кривизны стримера вблизи его концов²³:

$$R = \frac{2\Phi_z}{\Phi_{zz}}, \quad (3.8)$$

$$\frac{dR}{da} = 2 \left(\frac{\Phi_z \Phi_{zzz}}{\Phi_{zz}^2} - 2 \right); \quad (3.9)$$

здесь a — половина длины стримера, а производные Φ_z , Φ_{zz} и Φ_{zzz} берутся в точках конца стримера. Для дальнейшего решения нам требуется знать значения величин этих производных, т. е. следует задаться определенной моделью формы стримера. Критерием годности выбранной модели будет служить согласие параметров, рассчитанных на основе данной модели, с экспериментом.

Если проанализировать большинство фотографий стримеров, то можно заметить, что форма его поверхности в первом приближении напоминает вытянутый вдоль направления внешнего поля эллипсоид вращения. В работе²² был произведен соответствующий расчет и показано, что вблизи концов стримера его поверхность практически не отличается от эллипсоида вращения. Поэтому выберем в качестве модели стримера эллипсоид вращения с большой полуосью a (вдоль внешнего поля E_0) и фокусным расстоянием f .

Задача о распределении потенциала вокруг квазиметаллического эллипсоида, помещенного в однородное поле E_0 , решается точно²³, поэтому мы можем получить значения Φ_z , Φ_{zz} и Φ_{zzz} в точке $z = a$, $\rho = 0$.

Подставляя эти значения в (3.9), получаем

$$\frac{dR}{da} = 0. \quad (3.10)$$

Отсюда следует, что

$$R = \text{const} = R_0. \quad (3.11)$$

Следовательно, для выбранной модели радиус кривизны поверхности стримера вблизи его концов остается постоянным во время развития стримера и равным первоначальному значению радиуса R_0 сферы в момент лавиностримерного перехода.

Этот результат позволяет сразу получить аналитические выражения для скорости, длины и ширины стримера в процессе его развития.

Действительно, скорость стримера при $a \gg R_0$ определяется соотношением

$$v = |b\Phi_z| = bE_0 \frac{a/R_0}{\ln [(2/e) \sqrt{a/R_0}]}; \quad (3.12)$$

здесь $e = 2,718...$

Эффективный диаметр стримера L в данной модели совпадает с малой осью эллипсоида вращения, поэтому можно записать

$$L = 2 \sqrt{a^2 - f^2} = 2 \sqrt{aR_0}. \quad (3.13)$$

Таким образом, на основании модели стримера в виде вытянутого вдоль направления внешнего поля эллипсоида вращения, получены следующие зависимости:

1) скорость катодного и анодного стримеров одинакова и растет линейно с внешним полем E_0 и приблизительно линейно с длиной;

2) яркость стримера растет с его длиной, так как энергия, выделяемая в единице объема, $\sim E^2$, а E растет приблизительно линейно с длиной стримера;

3) яркость стримера спадает по радиусу, так как поле на поверхности стримера вблизи его конца равно полю на вершине, умноженному на косинус угла между осью z и нормалью к поверхности²²;

4) ширина стримера растет как корень из его длины.

Следовательно, полученные результаты, несмотря на простоту модели, находятся в хорошем качественном согласии с экспериментом. Обнаружение в экспериментах^{114, 116} излома в линейной зависимости $v(a)$ при некоторых критических значениях a и E_0 не находит объяснения в данной модели, так как такой излом, по-видимому, связан с возникновением неустойчивости поверхности стримера, о которой уже упоминалось выше. Количественное сравнение с экспериментом в настоящее время затруднительно, так как важнейший параметр стримера, входящий во все формулы — начальный радиус R_0 , известен пока только по порядку величины.

Кроме того, данная модель нуждается в некотором количественном уточнении по следующей причине.

Из начального условия (3.7) следует, что в плоскости $z = 0$ поле равно нулю и так как $v = bE$, то в процессе развития стримера все точки этой плоскости остаются неподвижными, т. е. образуется «шейка». Последовательные сечения поверхностей стримера во время его развития поэтому будут иметь вид, несколько отличный от эллипсоида вращения (рис. 7). Влияние «шейки» на развитие стримера, как было показано в работе²⁴, не меняет полученных качественных зависимостей.

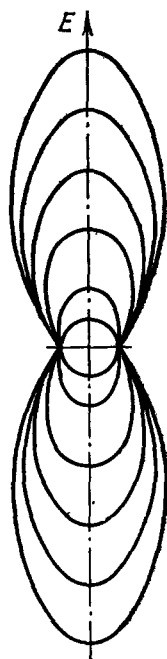


Рис. 7. Сечения поверхности стримера²².

в) Исследование устойчивости поверхности стримера

Предположим, в первом приближении, что поверхность стримера является плоским проводником, движущимся в направлении оси z со скоростью $v = bE_0$. В этом случае распределение потенциала будет даваться формулой

$$\Phi = -E_0(z - vt). \quad (3.14)$$

Если вдоль поверхности стримера будет распространяться волна с частотой ω и волновым числом k , то вертикальное смещение точек поверхности стримера будет равно

$$\xi(x, t) = \xi_0 e^{i(kx - \omega t)}.$$

Используя стандартные методы исследования на устойчивость⁹¹, можно получить, что для задачи (3.1) — (3.7)

$$\omega = ibkE_0 = ikv. \quad (3.16)$$

Так как мнимая часть ω оказалась положительной, то из (3.15) следует,

что возникающие колебания будут неограниченно возрастать, т. е. поверхность стримера оказывается неустойчивой, причем характерное время развития неустойчивости с длиной волны $\lambda \sim 1/k$ равно

$$t_H \sim \frac{1}{\omega} \sim \frac{\lambda}{v}. \quad (3.17)$$

Если подставить сюда для оценки λ порядка радиуса кривизны поверхности стримера, который имеет величину $\sim 10^{-1} - 10^{-2}$ см, а значение $v \sim 10^7$ см/сек, то окажется, что $t_H \sim 10^{-8} - 10^{-9}$ сек, в то время как развитие стримера $\sim 10^{-7}$ сек, т. е. на один — два порядка больше.

Между тем опыт показывает, что стримеры в начальной стадии развиваются как устойчивые образования и лишь позже начинают искривляться и ветвиться.

Поэтому следует предположить, что по каким-то причинам в начальной стадии развития стримера неустойчивость подавляется.

В работе ²² было высказано предположение, что временная устойчивость стримера, по-видимому, связана с конечной проводимостью плазмы внутри него и соответственно с конечной толщиной поверхностного заряда. Действительно, вырастание из головки основного стримера более тонкого стримера сопровождается резким увеличением плотности тока, в то время как проводимость в первом приближении остается постоянной.

Так как поле внутри стримера E' приближенно равно

$$E' = \frac{j}{\sigma}, \quad (3.18)$$

где σ — проводимость плазмы, j — плотность тока, то это приведет к увеличению поля внутри стримера, что в свою очередь приведет к падению напряженности поля на головке нового тонкого стримера и будет препятствовать его дальнейшему развитию. Когда толщина поверхностного заряда становится много меньше радиуса кривизны стримера, он становится неустойчивым по отношению к ветвлениям и изгибам. Позже, в работе ²⁵, эти качественные рассуждения были облечены в математическую форму.

В работах ²⁵, ¹¹⁸⁻¹²¹ решалась задача о развитии стримера как волны ионизации, аналогичная (1.7) — (1.8), только в одномерной постановке. Одномерная постановка вполне достаточна для исследования стримера на устойчивость. Такое исследование проводилось ²⁵ методом, использованным Г. И. Баренблаттом и Я. Б. Зельдовичем в задаче об устойчивости фронта пламени ¹²². Учет конечной толщины переднего фронта, которая имеет величину $\sim \sqrt{D/abE_0}$, приводит вместо (3.16) к соотношению

$$\omega = -iDk^2. \quad (3.19)$$

Таким образом, в этом случае фронт оказывается устойчивым по отношению к бесконечно малым возмущениям. Физический смысл (3.19) состоит в том, что неустойчивость подавляется диффузией электронов из проионизованной области.

Аналогичная картина имеется в задаче об устойчивости фронта пламени. Как показано Ландау ¹²³, пламя, рассматриваемое как поверхность разрыва, неустойчиво с инкрементом kv .

В то же время учет конечной ширины фронта, сделанный Баренблаттом, Зельдовичем и Истратовым в работе ¹²⁴, показал, что благодаря теплопроводности (пренебрегая диффузией горючего) фронт устойчив по отношению к бесконечно малым возмущениям.

Два рассматриваемых подхода не дают решений, плавно переходящих друг в друга в пределе, когда длина волны больше ширины фронта.

Как указал А. А. Ведынов, по-видимому, это означает, что приближение бесконечно тонкого фронта соответствует исследованию возмущений, амплитуда которых велика по сравнению с толщиной фронта.

В результате может оказаться, что в начальной стадии, когда ширина фронта велика, стример устойчив по отношению к бесконечно малым возмущениям фронта. На поздней стадии, когда фронт становится тонким, он неустойчив по отношению к возмущениям, большим ширины фронта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как следует из рассмотренного выше материала, теория разряда в плотных газах в настоящее время значительно продвинута. Она позволяет рассчитать пробивные напряжения, а также основные параметры электронных лавин и стримеров. Вместе с тем остается много важных нерешенных вопросов. Перечислим основные из них: теория лавиностримерного перехода; теория пробоя в неоднородных полях и, в частности, теория коронного разряда в постоянном поле; теория ступенчатого лидера, а также последующих фаз разряда молнии, за исключением теории искрового канала, которая разработана достаточно хорошо в работах Драбкиной¹²⁵ и Брагинского¹²⁶.

В заключение автор выражает глубокую признательность Б. М. Смирнову и О. Б. Фирсову за полезные обсуждения, которые позволили автору более четко изложить содержание данного обзора.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. T. E. Cranshaw, I. F. De Beer, *Nuovo Cimento* 5, 1107 (1957).
2. S. Fukui, S. Miyamoto, *ibid.* 11, 113.
3. М. И. Дайон и др., Искровая камера, М., Атомиздат, 1967.
4. Б. А. Долгошеин, Б. И. Лучков, *ЖЭТФ* 46, 392 (1964).
5. В. А. Михайлов, В. Н. Ройнишвили, Г. Е. Чиковани, *ЖЭТФ* 45, 818, 1283 (1963).
6. P. R. Evans, *Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers*, L., Richelien Press, 1974.
7. А. Энгель, М. Штеенбек, *Физика и техника электрического разряда в газах*, М.—Л., ОНТИ, 1936.
8. R. Schade, *Zs. Phys.* 108, 353 (1938).
9. Н. А. Капцов, *Электрические явления в газах и вакууме*, М.—Л., Гостехиздат, 1947.
10. J. S. Townsend, *Electrons in Gases*, Hutchinson, 1948.
11. Л. Лёб, *Основные процессы электрических разрядов в газах*, М.—Л., Гостехиздат, 1950.
12. Дж. Мик, Дж. Крэгс, *Электрический пробой в газах*, М., ИЛ, 1960.
13. L. B. Loeb, J. M. Meek, *The Mechanism of Electric Spark*, Stanford, Univ. Press, 1941.
14. H. Raether, *Zs. Phys.* 117, 394, 524 (1941).
15. L. B. Loeb, *Proc. Phys. Soc.* 60, 561 (1948).
16. H. Raether, *Arch. Electrotechn.* 34, 49 (1940).
17. L. B. Loeb, *Rev. Mod. Phys.* 20, 151 (1948).
18. L. B. Loeb, *Phys. Rev.* 74, 210 (1948).
19. R. C. Fletcher, *ibid.* 76, 1501 (1949).
20. G. M. Petropoulos, *ibid.* 78, 250 (1950).
21. Э. Д. Лозанский, *ЖТФ* 38, 1563 (1968).
22. Э. Д. Лозанский, О. Б. Фирсов, *ЖЭТФ* 56, 670 (1969).
23. E. D. Lozansky, O. B. Firsov, *J. Phys.* D6, 976 (1973).
24. Э. Д. Лозанский, Д. Б. Понтекорво, *ЖТФ* 44, 2322 (1974).
25. А. И. Захаров, И. Г. Персианцев, В. Д. Письменный, А. В. Родин, А. Н. Старостин, *Ж. ПМТФ*, № 6,6 (1973).
26. Э. Д. Лозанский, *ЖТФ* 45, (1975).
27. M. J. Druyvesteyn, *Physica* 3, 65 (1936).

28. J. A. Smit, *ibid.* **3**, 543 (1937).
29. Б. И. Давыдов, ЖЭТФ **6**, 463 (1936).
30. В. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич, УФН **70**, 202 (1965).
31. T. N. Daniel, J. Dutton, F. M. Harris, in Proc. of 9th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Bucharest, 1969, p. 275.
32. Э. Д. Лозанский, Д. Б. Понтекорво, в кн. Материалы IV Всесоюзной конференции по низкотемпературной плазме, Киев, 1975, стр. 69.
33. R. M. Crompton, J. Dutton, S. G. Haydon, *Nature* **176**, 1079 (1955).
34. A. Wilkes, W. Hopwood, J. Peacock, *ibid.*, p. 837.
35. D. J. Rose, *Phys. Rev.* **104**, 273 (1956).
36. E. A. D. Heylen, *Nature* **183**, 1585 (1959).
37. L. Frommhold, *Zs. Phys.* **160**, 554 (1966).
38. J. Dutton, F. M. Harris, F. Llewellyn Jones, *Proc. Phys. Soc.* **81**, 52 (1964).
39. D. E. Golden, L. H. Fisher, *Phys. Rev.* **123**, 1079 (1961).
40. J. B. Freely, L. H. Fisher, *ibid.* **133**, 304 (1964).
41. L. M. Chanin, G. D. Rork, *ibid.*, p. 1005.
42. J. Dutton, F. Llewellyn Jones, D. B. Rees, *Proc. Phys. Soc.* **85**, 909 (1965).
43. J. Fletcher, D. S. Burch, *Phys. Rev.* **A7**, 1341 (1973).
44. A. A. Kruithof, F. M. Penning, *Physica* **3**, 515 (1936); **4**, 430 (1937).
45. J. S. Townsend, S. P. McCallum, *Phil. Mag.* **5**, 695; **6**, 857 (1928).
46. W. E. Bowls, *Phys. Rev.* **53**, 293 (1938).
47. L. M. Chanin, G. D. Rork, *ibid.* **132**, 2547 (1963).
48. L. M. Chanin, G. D. Rork, *ibid.* **135**, 72 (1964).
49. И. И. Глотов, *Phys. Zs. Sowietunion* **13**, 84 (1938).
50. Э. Д. Лозанский, ЖТФ **41**, 282 (1971).
51. W. Kaul, P. Seyfried, R. Taubert, *Zs. Naturforsch.* **18a**, 432 (1963).
52. J. A. Hornbeck, *Phys. Rev.* **84**, 1072 (1951).
53. J. A. Hornbeck, J. P. Monlar, *ibid.*, p. 621.
54. M. S. B. Munson, J. L. Franklin, F. H. Field, *J. Phys. Chem.* **67**, 1542 (1963).
55. R. E. Huffman, D. H. Katayama, *J. Chem. Phys.* **45**, 138 (1966).
56. J. A. R. Samson, R. B. Cairns, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 1140 (1966).
57. R. A. Williamson, S. Naiditch, *J. Chem. Phys.* **47**, 343 (1967).
58. E. W. McDaniel, V. Cermak, A. Dalgarno, *Ion-Molecule Reactions*, N. Y., Wiley-Intersci. 1970.
59. Б. М. Смирнов, Ионы и возбужденные атомы в плазме, М., Атомиздат, 1974.
60. E. D. Lozansky, *J. Phys.* **D2**, 137 (1969).
61. H. Raether, *Zs. Phys.* **107**, 90 (1937).
62. H. Raether, *Zs. techn. Phys.* **12**, 564 (1937).
63. W. Riemann, *Zs. Phys.* **122**, 246 (1944).
64. Г. Петер, Электронные лавины и пробой в газах, М., «Мир», 1968.
65. K. R. Allen, K. Phillips, *Proc. Roy. Soc.* **A274**, 164 (1963).
66. K. J. Schmidt, *Zs. Phys.* **139**, 251 (1964).
67. H. Raether, *Eng. und exact. Naturwiss.* **33**, 175 (1961).
68. L. Frommhold, *Zs. Phys.* **160**, 554 (1960).
69. H. Schlumbohm, *Zs. angew. Phys.* **10**, 551 (1958).
70. K. Richter, *Zs. Phys.* **180**, 489 (1964).
71. U. Dibbern, *ibid.* **163**, 582 (1961).
72. A. Przybylski, *ibid.* **168**, 504 (1962).
73. K. H. Wagner, H. Raether, *ibid.* **170**, 540 (1962).
74. J. Tholl, *Zs. Naturforsch.* **19a**, 346, 704 (1964).
75. K. H. Wagner, *Zs. Phys.* **180**, 516 (1964).
76. З. Ш. Манджavidзе, Григалашвили Н. С., А. К. Джавришвили, В. Н. Ройнишвили, ПТЭ, № 3, 175 (1973).
77. Э. Д. Лозанский, Изв. вузов, сер. «Физика», № 2, 154 (1975).
78. H. Raether, *Zs. Phys.* **110**, 611 (1938).
79. G. R. Bainbridge, *Can. J. Phys.* **34**, 1038 (1956).
80. A. Przybylski, *Zs. Phys.* **151**, 264 (1958).
81. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, М., ИЛ, 1956.
82. Дж. Бойс, УФН **30**, 245 (1946).
83. Дж. Хастед, Физика атомных столкновений. М., «Мир», 1965.
84. Э. Д. Лозанский, в кн. Материалы Международного совещания по бесфильмовым искровым камерам, Дубна, 1969, стр. 85.
85. F. Llewellyn Jones, A. B. Parker, *Nature* **165**, 960 (1966).
86. F. Llewellyn Jones, *Ionization and Breakdown in Gases*, L., Methuen, 1966.
87. A. V. Phelps, *Phys. Rev.* **117**, 619 (1960).

88. J. G. Trapp, F. J. Safford, R. W. Cloud, *Trans. Am. Instr. Electr. Engin.* **60**, 112 (1971).
89. D. R. Young, *J. Appl. Phys.* **21**, 222 (1950).
90. J. Dutton, F. M. Harris, D. B. Hughes, in: *Proc. of 2nd Intern. Conference on Gas Discharge*, London, 1972, p. 273.
91. Э. Д. Лозанский, О. Б. Фирсов, *Теория искры*, М., Атомиздат, 1975.
92. L. H. Fischer, *Phys. Rev.* **72**, 423 (1957).
93. W. Hopwood, *Proc. Phys. Soc.* **B62**, 657 (1949).
94. Б. М. Гохберг, Э. Я. Зандберг, *ДАН СССР* **53**, 111 (1946).
95. S. Jeszner, *Bull. Soc. Franc. Electr.* **6** 61 (1946).
96. L. B. Loeb, R. A. Wijsman, *J. Appl. Phys.* **19**, 797 (1948).
97. L. B. Loeb, *Phys. Rev.* **73**, 798 (1948).
98. L. H. Fisher, *Electr. Eng.* **69**, 113 (1950).
99. G. Francis, *Proc. Phys. Doc.* **68**, 369 (1955).
100. F. Schmidt, G. Metzger, J. Gresser, M. Riedinger, G. Sutter, *Nucl. Instr. and Meth.* **76**, 258 (1969).
101. A. L. Ward, *Phys. Rev.* **112**, 1852 (1958).
102. A. L. Ward, in: *Proc. of 4th Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases*, Munnich, 1961, p. 1595.
103. A. L. Ward, in: *Proc. of 6th Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases*, Paris, 1963, p. 313.
104. О. Б. Фирсов, Канд. диссертация (Ленинград, ЛФТИ, 1975).
105. H. Raether, *Zs. Phys.* **112**, 464 (1939).
106. А. Алексанян, В. Бобров, и др. в кн. XII Международная конференция по физике высоких энергий, М., Атомиздат, 1964, стр. 62.
107. F. Bules, A. Odian, F. Villa, D. Yount, *Technical Report SLAC-74*, UC-28 (1966).
108. Н. С. Руденко, *ЖЭТФ* **49**, 1394 (1966).
109. E. Gigu, F. Schneider, in: *Proc. of Filmless Spark Chamber Technical Meeting*, Geneva, 1964, p. 351.
110. V. A. Davidenko, B. A. Dolgoshein, S. V. Somov, *Nucl. Instr. and Meth.* **75**, 277 (1969).
111. I. V. Falomkin, M. M. Kulyukin, D. B. Pontecorvo, Yu. A. Shcherbakov, *Nucl. Instr. and Meth.* **53**, 266 (1967).
112. В. М. Королев, М. М. Кулюкин, В. И. Ляшенко, Д. Б. Понтекорво, Г. Пираджини, И. В. Фаломкин, Ю. А. Щербаков, *Препринт ОИЯИ Р13-6691*, Дубна, 1972.
113. В. А. Давиденко, Б. А. Долгошеин, С. В. Сомов, *ЖЭТФ* **55**, 453, (1968).
114. Н. С. Руденко, В. И. Сметанин, *ЖЭТФ* **61**, 146 (1971).
115. U. Timm, цит. в ⁹⁰ сборник, p. 18.
116. Б. А. Долгошеин, Докт. диссертация (МИФИ, 1970).
117. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М., Физматгиз, 1959.
118. D. L. Turcotte, S. B. Ong, *J. Plasma Phys.* **2**, 145 (1968).
119. N. W. Albright, D. A. Tidman, *Phys. Fluids* **15**, 86 (1972).
120. R. Klingbeil, D. A. Tidman, R. F. Fernsler, *ibid.* p. 1969.
121. A. V. Rodin, A. N. Starostin, in: *Proc. of 11th Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases*, Praha, 1973, p. 191.
122. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, *ПММ* **21**, 856 (1957).
123. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика сплошных сред*, М.—Л., Гостехиздат, 1954.
124. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов, *Ж. ПМТФ*, № 4, 21 (1962).
125. С. И. Драбкина, *ЖЭТФ* **21**, 473 (1951).
126. С. И. Брагинский, *ЖЭТФ* **34**, 1548 (1958).