

**ИМПУЛЬСНЫЙ НАНОСЕКУНДНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ
РАЗРЯД В ГАЗЕ****Г. А. Месяц, Ю. И. Бычков, В. В. Кремнев****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	201
2. Развитие электронных лавин в газе при высоких электрических полях	203
а) Основные физические параметры, определяющие развитие электронных лавин (203). б) Развитие электронных лавин при большом усилении (206).	
3. Разряд в газовых промежутках, инициированный малым числом электронов	209
а) Время запаздывания пробоя и ток инициирующих электронов (209). б) Время формирования разряда (211).	
4. Импульсный разряд в газе, инициируемый большим числом начальных электронов	214
а) Экспериментальные результаты (214). б) Теория лавинного роста тока при многоэлектронном инициировании разряда (217). в) Разряд в газе при интенсивном источнике предварительной ионизации (221).	
5. Особенности разряда в газе в сверхвысоком электрическом поле	223
6. Заключение	226
Цитированная литература	227

1. ВВЕДЕНИЕ

Импульсный пробой в наносекундной и субнаносекундной области времен интересен тем, что время развития разряда становится соизмеримым с такими временами протекания элементарных процессов, как время роста лавин до критического размера и время высвечивания возбужденных молекул. Это обстоятельство накладывает отпечаток на пространственную структуру разряда, статистику запаздывания разряда, величину этого времени и т. д.

Для такого разряда при давлении газа (воздух, азот, CO_2 и др.) порядка атмосфер и более, в отличие от обычных разрядов, иногда характерно отсутствие канала разряда даже при протекании тока, сила которого достигает в некоторых случаях 10^5 а. Поэтому в таком разряде крутизна нарастания силы тока не всегда определяется процессами, происходящими в канале, и канальная стадия не играет такой роли, как в обычном разряде. Образование искровых каналов в промежутке может происходить уже после того, как сила тока достигнет максимальной величины, причем может образовываться не один, а несколько каналов (иногда порядка десятков). Поэтому большинство исследований импульсного наносекундного разряда не затрагивает канальную стадию.

Задавая величину длительности импульса короче времени, необходимого на образование канала, можно вообще избежать канальной стадии. Поэтому в настоящем обзоре мы практически не будем касаться канальной стадии разряда. Такой тип объемного разряда в газе при высоком

давлении представляет большой интерес для многочисленных практических применений, таких, как разработка мощных наносекундных импульсных устройств, газовых лазеров с высоким давлением газа, генерация мощных пучков электронов и т. д. Посмотрим, какое место занимает наносекундный импульсный разряд среди других разрядов.

Развитие разряда в газовом промежутке начинается обычно с появления у катода иницирующих электронов и последующего образования лавин электронов и ионов. Рост числа электронов и ионов в лавине идет по экспоненциальному закону:

$$N = N_0 e^{\alpha x}, \quad (1)$$

где N_0 — число начальных иницирующих электронов, α — коэффициент ударной ионизации, x — длина пути, пройденного головкой лавины.

Когда число электронов в лавине достигает определенной критической величины N_k , поле объемных зарядов электронов и ионов становится сравнимым с приложенным полем и начинается замедление экспоненциального роста числа зарядов. При этом критическая длина лавины определяется из формулы

$$x_k = \ln N_k / \alpha$$

(принято $N_0 = 1$).

Характер разряда в газе существенно зависит от того, сможет или нет лавина на длине промежутка d набрать число электронов N_k , т. е. зависит ^{1, 2} от соотношения между x_k и d . Если $x_k > d$, то для завершения разряда недостаточно только одной первичной лавины, а необходимо участие вторичных и последующих лавин, которые образуются из вторичных электронов. Этот тип разряда принято называть таунсендовским. Если $x_k < d$, то в процессе развития разряда доминирующую роль играет первичная лавина, которая переходит в стример, а затем в разрядный канал. Этот тип разряда называется стримерным.

Для существования стримерного разряда, кроме того, необходимо, чтобы лавина излучала достаточное количество фотонов, способных ионизовать молекулы газа вблизи головки лавины. Фотоны, излучаемые лавиной, создаются за счет высвечивания возбужденных молекул газа ³, среднее время жизни которых τ_b составляет обычно $10^{-9} - 10^{-8}$ сек ³. Поэтому, если время развития лавины до критического размера t_k меньше τ_b , развитие стримера из первичной лавины будет затруднено. При этом формирование разряда будет обусловлено процессами, которые мы рассмотрим ниже. Величина t_k определяется из соотношения

$$t_k = \ln N_k / \alpha v_-,$$

где v_- — скорость дрейфа электронов в лавине. Следовательно, условия существования стримерного разряда можно записать так:

$$\ln N_k / \alpha < d, \quad \ln N_k / \alpha v_- > \tau_b.$$

По данным ³ величина τ_b для азота при атмосферном давлении составляет ~ 3 нсек, а $\ln N_k \approx 20$. Следовательно, отклонение разряда от стримерного следует ожидать уже при $\alpha v_- \geq 10^{10}$ сек⁻¹, т. е. при $E > 6 \cdot 10^4$ в/см.

Существенное влияние на характер развития импульсного разряда в газе оказывает сила тока иницирующих электронов i_0 , а также степень однородности его распределения по поверхности катода. При оценке влияния величины i_0 на процесс разряда удобно сравнивать среднее время между появлением двух электронов с катода e/i_0 (e — заряд электрона) с временем развития лавины до критического размера t_k . Если $t_k < e/i_0$, то можно считать, что разряд инициируется одиночными электронами, при этом

$$i_0 < e \alpha v_- / \ln N_k.$$

При увеличении тока i_0 роль вторичных процессов в стадии роста тока разряда будет снижаться. Если время развития лавины до критического размера будет $t_k \gg e/i_0$, т. е.

$$i_0 \gg e\alpha v_- / \ln N_k,$$

а ток i_0 будет распределен по катоду равномерно, то за счет одновременного развития большого числа электронных лавин достигаются большие токи еще до начала действия вторичных процессов.

При увеличении электрического поля до $E > 10^6$ в/см существенное влияние на развитие разряда начинают оказывать микронеровности на поверхности катода, поля на которых могут усиливаться в 100 раз и более. Как будет показано в гл. 3, а), это приводит к эмиссии электронов с локальных мест на катоде, а при превышении определенного поля к взрыву таких неоднородностей. Если напряженность электрического поля в газовом промежутке достигает 10^6 в/см, то на микровыступе она может составить 10^8 в/см. Для взрыва острия из вольфрама при этом необходимо время порядка 10^{-9} сек. В результате взрыва образуется плазма металла катода, которая способствует усилению тока электронов с катода.

Основную информацию о процессах, происходящих при разряде в наносекундном диапазоне, обычно получают из осциллограмм тока и напряжения искры. По аналогии с обычным импульсным разрядом в газе мы будем пользоваться такими терминами, как время запаздывания разряда и время формирования разряда, понимая под началом разряда начало быстрого роста тока в промежутке и спада напряжения на нем. Однако необходимо помнить, что формирование разряда обычно не заканчивается к началу роста тока, а продолжается и в этой стадии. Методически при проведении экспериментов удобнее отдельно измерять время, в течение которого сила тока достигает ампер, и время, в течение которого происходит рост силы тока от ампер до номинального значения. Эти величины также легче определить аналитически.

Цель настоящего обзора заключается в том, чтобы суммировать исследования разряда в газах при электрических полях, превышающих те, при которых существует стримерный механизм разряда, т. е. при $\alpha v_- > \ln N_k / \tau_v$. Характерные времена развития такого разряда составляют наносекунды и доли наносекунд, и осуществить его можно при приложении к газовому промежутку прямоугольного импульса напряжения с амплитудой, значительно превышающей статическое пробивное напряжение, и длительностью фронта короче характерного времени развития разряда. Мы не будем касаться наносекундных разрядов при статическом пробое, в которых время разряда уменьшается за счет повышения давления газа. Эти вопросы подробно описаны в обзорах ^{4, 5}.

Так как основную роль в процессе импульсного наносекундного разряда играют электронные лавины, то, прежде чем перейти к описанию процесса разряда при различных условиях, рассмотрим, как ведет себя одиночная электронная лавина в газе при высоких электрических полях и больших величинах E/p .

2. РАЗВИТИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАВИН В ГАЗЕ ПРИ ВЫСОКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

а) Основные физические параметры, определяющие развитие электронных лавин. Разряд в газе начинается с развития электронной лавины. Поэтому, чтобы понять характер развития разряда того или иного типа, необходимо, хотя бы в общих чертах, понять особенности развития электронных лавин при

условиях существования разряда этого типа. Развитие электронных лавин в условиях существования таунсендовского и стримерного разрядов подробно проанализированы в работах Ретера и его сотрудников³.

Разряд, рассмотренный в настоящей статье, существует при давлениях газа порядка атмосферного и более и напряженностях поля до 10^5 в/см и более. В таких условиях характерные времена развития электронных лавин не превышают 10^{-9} сек, что приводит к большим трудностям в их экспериментальном исследовании. Дело облегчается тем, что основные

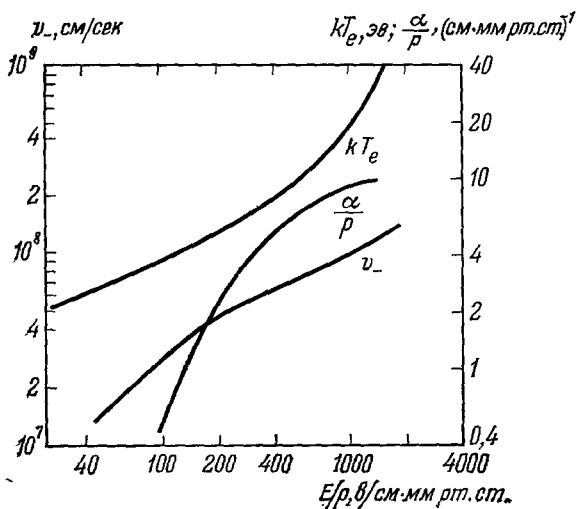


Рис. 1. Экспериментальные зависимости α/p , v_- и kT_e от E/p .

в функции от E/p для азота и воздуха. Экспериментальная зависимость α/p (E/p) для воздуха в диапазоне $40 < E/p < 140$ в/см·мм рт. ст. удовлетворительно аппроксимируется формулой

$$\alpha/p = A [(E/p) - B_0]^2, \quad (2)$$

где $A = 1,17 \cdot 10^{-4}$ см·мм рт. ст. в/см·мм рт. ст.², $B_0 = 32,2$ в/см·мм рт. ст.¹. Эмпирическая зависимость для дрейфовой скорости электронов в азоте для $130 < E/p < 300$ в/см·мм рт. ст. имеет вид⁷

$$v_- = C (E/p)^{1/2}, \quad (3)$$

где $C = 3,3 \cdot 10^6$ см^{3/2} (мм рт. ст.)^{1/2}/сек в/см^{1/2}, а для $130 > E/p > 10$ в/см·мм рт. ст.

$$v_- = C_0 (E/p), \quad (3')$$

где $C_0 = 3,3 \cdot 10^5$ см²·мм рт. ст./сек·в. Для воздуха зависимость v_- (E/p) близка к (3) и (3').¹

Диффузия обуславливает «размывание» электронного облака в газе и расширение его. Радиус электронного облака определяется обычно как расстояние от центра облака до точки, в которой плотность электронов падает в 2,72 раза:

$$r_D = (4Dt)^{1/2}, \quad (4)$$

где D — коэффициент диффузии электронов.

Коэффициент диффузии электронов определяется по известной формуле

$$D/\mu = kT_e/e,$$

параметры, определяющие развитие электронной лавины, такие, как отношение коэффициента ударной ионизации к давлению α/p , тепловая энергия электронов kT_e и скорость дрейфа электронов v_- , зависят только от отношения E/p , а не от E и p по отдельности⁶. Поэтому экспериментальные результаты, полученные ранее для электронных лавин при низких напряженностях поля E и низких давлениях p , можно использовать для лавин, развивающихся при высокой напряженности поля E и высоком давлении газа.

На рис. 1 приведены зависимости α/p , v_- и kT_e

где μ — подвижность электронов, kT_e — тепловая энергия электронов, e — заряд электрона. Зависимость kT_e/e от E/p для азота в диапазоне $20 < E/p < 100$ в/см·мм рт. ст. аппроксимируется формулой⁸

$$D/\mu = kT_e/e \approx C_2 (E/p)^{2/3}, \quad (5)$$

где $C_2 \approx 0,2$ (с^{1/2}см·мм рт. ст.)^{2/3}.

Фотоны, испускаемые возбужденными молекулами из лавин в газе, существенно влияют на механизм газового разряда. Излучение лавин приводит к фотоионизации газа, к фотоэффекту на катоде и созданию, таким образом, вторичных электронов. Непосредственные измерения спектра излучения лавин с помощью вакуумного спектрографа⁹ показали, что интенсивные линии в кислороде имеют длину волны $\lambda = 988, 880$ и 835 Å. В азоте зарегистрированы линии с длиной волны менее 1000 Å.

Эмиссия ионизирующего излучения характеризуется следующими параметрами: ω [см⁻¹] — количество ионизирующих газ квантов, созданных электроном на пути в 1 см; δ [см⁻¹] — общее число квантов, создаваемых электроном на пути в 1 см; ω/α — количество ионизирующих квантов, приходящихся на один электрон в лавине.

Измерение параметров ионизирующего излучения проведено в работах¹⁰⁻¹². В работах^{11, 12} в качестве источника излучения использовался незавершенный разряд в однородном поле. Это дало возможность проследить зависимость различных параметров излучения от величины E/p в газовом разряде. Было обнаружено, что в чистом кислороде ω/α с увеличением E/p возрастает. Это объясняется уменьшением длины волны излучения с увеличением E/p .

В воздухе потенциал ионизации кислорода на $\sim 3,5$ эв ниже потенциала ионизации азота, поэтому фотоны, испускаемые азотом, ионизуют кислород. С возрастанием E/p коэффициент ударной ионизации воздуха α растет быстрее, чем коэффициент ω , поэтому величина ω/α уменьшается с ростом E/p ¹¹.

Из работы¹³ следует, что в воздухе на каждый электрон лавины в среднем образуется $0,4$ фотона в диапазоне давлений $pd = 20$ — 120 см·мм рт. ст. ($d = 1$ см), длин волн $\lambda > 2000$ Å и $E/p = 50$ — 80 в/см·мм рт. ст. Возбужденные молекулы газа испускают фотоны в среднем через время τ_b . Величина τ_b уменьшается с ростом давления газа из-за столкновений, гасящих возбуждения. Для азота по данным¹⁴

$$\tau_b = \tau_0 [1 + (p/p_0)]^{-1},$$

где $\tau_0 = 36 \pm 3$ нсек, $p_0 = 60 \pm 6$ мм рт. ст.

Оценим влияние напряженности электрического поля в промежутке на число фотонов, покидающих лавину, к моменту времени, когда число электронов в последней составляет N_k . Будем считать, что при числе электронов $N < N_k$ лавина развивается по экспоненциальному закону, а расширение головки лавины обусловлено свободной диффузией. Если критическое число электронов N_k определить из условия равенства внешнего поля полю объемного заряда ионов, то¹⁵ $N_k \sim T_e \alpha^{-1}$. Так как величина α растет с ростом E быстрее, чем электронная температура T_e , то N_k уменьшается с ростом напряженности электрического поля. Этот эффект вместе со снижением выхода фотонов из лавины из-за малого времени ее развития приводит к резкому уменьшению выхода фотонов из лавины при больших E . Действительно, число возбужденных молекул в лавине $N_b \sim N_k \sim T_e \alpha^{-1}$. Но если $t_k \ll \tau_b$, то выход фотонов составит

$$N_\phi = N_b t_k / \tau_b \sim \alpha^{-2} v^{-1} T_e.$$

Подставляя сюда значения α , v_- , T_e из (2), (3), (5), получим сильное уменьшение числа фотонов N_Φ с ростом напряженности поля E .

б) Развитие электронных лавин при большом усилении. Основные соотношения (1), (2) — (4), определяющие развитие электронной лавины, будут справедливы только при небольшом числе электронов в лавине, когда напряженность поля объемного заряда лавины много меньше напряженности внешнего поля. Анализ развития электронной лавины при большом усилении с учетом собственного поля электронного облака и диффузии дан в работах ^{16, 17}. Численным методом было рассчитано развитие лавины в гелии при $E/p = 10$ в/см·мм рт. ст., $p = 760$ мм рт. ст., причем $D = 4,7 \cdot 10^3$ см²/сек, $v_- = 5 \cdot 10^6$ см/сек ¹⁸. Было показано, что при $N \geq 10^8$ становится существенным электростатическое расталкивание электронов.

Детальное исследование развития лавин электроннооптическим и осциллографическим методами было проведено в работах ^{19, 20} для лавин в эфире и азоте. Найдено, что рост числа электронов в лавине при $N > 10^6$ замедляется по сравнению с экспонентой (1). Объяснение этого явления дано в работе ¹⁷. В ней при приближенном решении одномерного уравнения Пуассона и уравнения Таунсенда с учетом дрейфа электронов и пространственной диффузии оценивалось влияние поля ионов на развитие электронной лавины. Коэффициент диффузии и дрейфовая скорость электронов принимались постоянными, поперечная составляющая поля объемных зарядов ионов и электронов не учитывалась. Коэффициент ударной ионизации принимался линейно зависящим от поля. Было показано, что эффективный коэффициент ударной ионизации $\alpha_{эфф}$ падает с ростом числа электронов в лавине ¹⁷:

$$\alpha_{эфф}/\alpha_0 = 1 - \lambda N, \quad (6)$$

$$\lambda = (d\alpha/dE_0) (e/4\pi\epsilon_0) F(\alpha_{эфф}r_d)/\alpha_0 r_d^2, \quad (7)$$

где $F(\alpha_{эфф}r_d) \approx 0,16$ ¹⁹ для $0,4 \leq \alpha r_d \leq 2,5$; $\epsilon_0 = 1/4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}$ ф/см, α_0 — коэффициент ударной ионизации при $E = E_0$. Расчет зависимости $\alpha_{эфф}(N)$ из (6) для азота и эфира удовлетворительно совпал с экспериментальными данными ^{19, 20} при $N \approx 10^6 - 10^7$, а радиус лавины, рассчитанный в соответствии с (6) и (7), — с экспериментально найденным.

При $N > 10^8$ зависимость $\alpha_{эфф}/\alpha_0$ от N становится более сильной ^{19, 20}, чем это следует из соотношения (6). Кроме того, при $N \approx 10^8$ экспериментальная зависимость $\alpha_{эфф}/\alpha_0$ от N имеет минимум, доходящий до 0,5. При этих величинах $\alpha_{эфф}$ зависимость $\alpha(E)$ выходит за пределы линейного приближения, использованного при выводе формулы (6).

Следует также отметить, что экспериментальные данные по исследованию лавин с числом электронов 10^6 и более были проведены лишь для $10 < E/p < 200$ в/см·мм рт. ст. при $20 < p < 500$ мм рт. ст., когда развитие лавины происходило за времена $t \geq 10^{-8}$ сек. При давлении p порядка 1 атм и полях $E \geq 10^5$ в/см развитие лавины происходит за время $\sim 10^{-9}$ сек и менее. Экспериментального исследования лавин в указанном диапазоне времени пока не проведено.

Для выяснения характера развития лавины в азоте при атмосферном давлении и большой напряженности электрического поля было проведено численное решение основных уравнений развития электронного облака. В расчете учитывалось влияние поперечной составляющей электрического поля лавины, зависимость дрейфовой скорости и коэффициента ударной ионизации α от локального поля E в каждой точке пространства, а скорость ионов принималась равной нулю; уравнение переноса электронов,

уравнение непрерывности и уравнение Пуассона имеют вид ¹⁸

$$\mathbf{J} = -De \nabla n_- + v_- e n_-, \quad (8)$$

$$e \frac{\partial n_-}{\partial t} + \nabla \mathbf{J} = \alpha \mathbf{J}, \quad (9)$$

$$\nabla E = e(n_+ - n_-)/\varepsilon, \quad (10)$$

где $\mathbf{J}$, α , v_- — векторные величины плотности тока, коэффициента ударной ионизации и скорости дрейфа электронов, ∇ — оператор Гамильтона, ε — диэлектрическая проницаемость среды. Величины α , v_- , D определялись из формул (2), (3), (5).

Электрическое поле E является векторной суммой приложенного поля и поля, создаваемого объемными зарядами ионов и электронов.

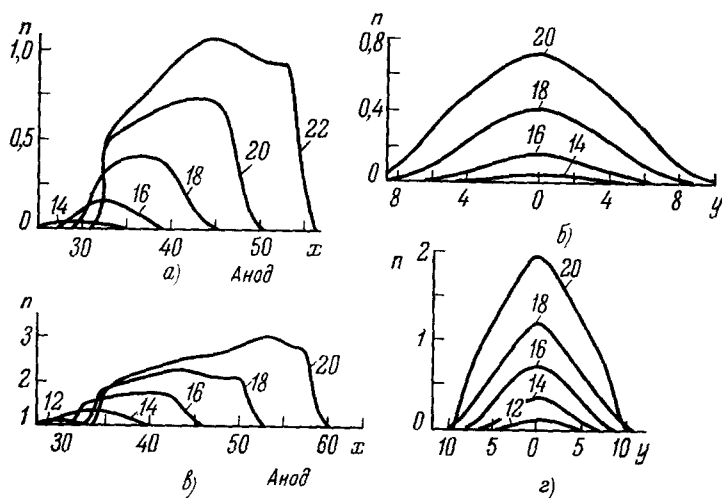


Рис. 2. Нормированная плотность электронов в головке лавины.

Коэффициенты диффузии и подвижности при расчете принимались постоянными, а направления векторов α и $\mathbf{J}$ считались совпадающими. При расчете принималось, что $v_- \gg \alpha D$, что справедливо для воздуха, азота и эфира при $E/p < 400$ в/см·мм рт. ст. В качестве начальных использовались значения плотностей n_- и n_+ , полученные при совместном решении уравнений (8) — (10) без учета поля объемных зарядов.

Вначале для проверки правильности выбранной модели лавины было проведено решение системы уравнений (8) — (10) для паров эфира при условии $E/p = 200$ в/см·мм рт. ст. и $p = 21$ мм рт. ст., для которых есть экспериментальные данные по параметрам лавины при больших усилениях ¹⁹. Результаты численного расчета для нормированной плотности электронов в эфире в продольном и поперечном сечениях электронного облака представлены на рис. 2 для эфира (а и б) и азота (в и г). На рисунке использованы следующие нормированные параметры: плотность электронов

$$n = 8 (\pi D / \alpha_0 v_-^{(0)})^{3/2} \exp(-\alpha_0 v_-^{(0)} t_0) n_-$$

и координаты

$$x, y = 0,5 (\alpha_0 v_-^{(0)} / D)^{1/2} (z, r).$$

Числа у кривых указывают нормированное время $\tau = \alpha_0 v_-^{(0)} t$, где t — время от момента старта начального электрона. При сравнении экспери-

ментальных и расчетных величин $\alpha_{эфф}(N)$ и $N(t)$ принималось, что

в формуле (10) $D/\mu = kT_e/e = 3,26$ в. Величина $\alpha_{эфф}$ определялась из соотношения

$$N = \exp(\int \alpha_{эфф} v dt),$$

где v определялась как скорость точки по оси z , равноудаленной от уровней, в которых значения плотности электронов в $e \approx 2,72$ раза меньше максимального. При этом оказалось, что $v \approx v^{(0)}$.

На рис. 3, а приведены расчетный (1) и экспериментальный (2) графики $\alpha_{эфф}(N)/\alpha_0$, а на рис. 3, б — расчетный (1) и экспериментальный (2) графики $N(t)$ для эфира. В соответствии с экспериментом зависимость $\alpha_{эфф}(N)/\alpha_0$ имеет минимум при $N \approx 10^8$, что является убедительным подтверждением правильности принятой модели лавины.

Удовлетворительное совпадение расчетов с экспериментом для эфира¹⁹ дало

Рис. 3. а) Зависимость эффективного коэффициента ударной ионизации от числа электронов в лавине; б) рост числа электронов в лавине во времени.

основание провести с помощью уравнений (8) — (10) аналогичный расчет для воздуха при $p = 760$ мм рт. ст. для выяснения особенностей развития одиночной лавины в сильном электрическом поле $E = 10^6$ в/см, когда время развития лавины до критического размера ожидалось менее чем 10^{-9} сек. Расчет был проведен по той же программе, что и для эфира. Принималась величина $D/\mu \approx 4,4$, как для азота. На рис. 3 (обе кривые 3) приведены результаты расчета $\alpha_{эфф}$ и N для воздуха, из которых следует, что отклонение от экспоненциального роста лавины начинает наблюдаться при $N = 10^6$ уже через 0,4 нсек после начала развития лавины.

На рис. 2, в и г были приведены зависимости для азота нормированной плотности электронов в продольном и поперечном сечениях электронного облака, которые свидетельствуют о резкой деформации электронного облака при больших N . На рис. 4, а представлены зависимости отношения $r_{л}/r_{д}$ для воздуха в случае продольного (1) и поперечного (2) сечений электронного облака. Величина $r_{л}$ определя-

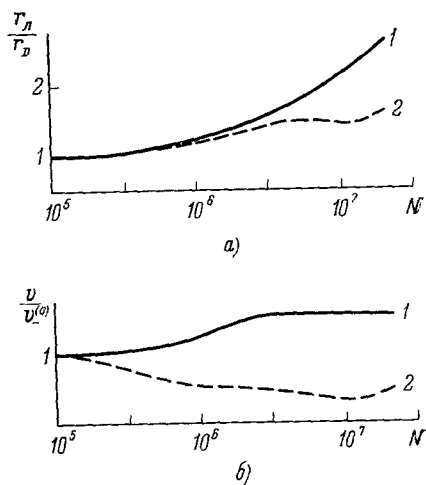


Рис. 4. а) Радиус лавины в продольном (1) и поперечном (2) сечениях; б) скорость электронов на фронте (1) и в «хвосте» (2) электронного облака.

Рис. 4. а) Радиус лавины в продольном (1) и поперечном (2) сечениях электронного облака. Величина $r_{л}$ определя-

лась как половина расстояния между двумя крайними точками облака, в которых плотность в 2,72 раза меньше максимального значения. Графики показывают, что для воздуха при $N > 3 \cdot 10^5$ расширение лавины превышает диффузионное, а при $N = 2 \cdot 10^7$ радиус электронного облака в направлении дрейфа примерно в 2,5 раза превышает диффузионный радиус.

Максимальная скорость расширения электронного облака в воздухе (см. рис. 4, а) поперек его движения примерно в 10 раз превышает скорость расширения за счет диффузии и составляет $\sim 0,5 v_{(0)}$, а в направлении дрейфа $\sim 0,6 v_{(0)}$. Из графиков рис. 2, в и г следует, что развитие электронного облака происходит неравномерно. Например, скорость роста плотности электронов в «хвосте» облака (см. рис. 2, а) снижается, а скорость дрейфа в этой области к аноду (рис. 4, б, штриховая линия) замедляется. Это связано с ростом плотности плазмы между электронным и ионным облаками и снижением вследствие этого электрического поля из-за взаимного проникновения электронного и ионного облаков. В передней части электронного облака (см. рис. 2, в), наоборот, появляется область прогрессивно нарастающей во времени плотности с участком большого градиента (фронт облака). Длина фронта в интервале $15 < \tau < 20$ не меняется. На рис. 4, б сплошной кривой представлена зависимость скорости дрейфа точки фронта, плотность электронов в которой в 2,72 раза меньше максимальной, от числа электронов в лавине N . Эта скорость остается постоянной, равной $\sim 5 \cdot 10^7$ см/сек или $1,5 v_{(0)}$ при $N > 3 \cdot 10^6$, что обусловлено возрастанием электрического поля на фронте электронной лавины.

3. РАЗРЯД В ГАЗОВЫХ ПРОМЕЖУТКАХ, ИНИЦИИРОВАННЫЙ МАЛЫМ ЧИСЛОМ ЭЛЕКТРОНОВ

а) Вре́мя запаздыва́ния пробоя и ток иницирующих электронов. Уже в первых экспериментах¹ по исследованию импульсного пробоя газовых промежутков было показано, что между моментом приложения импульса напряжения и пробоем промежутка проходит некоторое время t_3 . В общем случае согласно этим экспериментам число пробоев n_t со временем запаздывания t и больше зависит от времени запаздывания по следующему закону:

$$n_t = n_0 e^{-(t+\tau)/\sigma_0},$$

где σ_0 — среднее статистическое время запаздывания, n_0 — общее число пробоев, τ — некоторое минимальное время, ниже которого при данных условиях величина запаздывания пробоя не уменьшалась. Время запаздывания пробоя t_3 состоит из двух составляющих: статистической и времени формирования разряда τ , т. е.

$$t_3 = \sigma + \tau.$$

Величина σ определяется током электронов с катода и носит статистический характер. Зависимость между i_0 и σ_0 имеет вид¹

$$i = e/\sigma_0 w_1 w_2,$$

где e — заряд электрона, w_1 — вероятность появления электрона в промежутке в той области, где он может привести к пробую, w_2 — вероятность того, что этот электрон действительно приведет к пробую. Экспериментально величина σ_0 определяется из наклона прямой $|\ln(n/n_0)| = (t - \tau)/\sigma_0$. Для промежутков длиной порядка миллиметров при перенапряжении 80% и более $w = w_1 w_2 = 1$ ²¹ и, следовательно,

$$i_0 = e/\sigma_0. \quad (11)$$

Формула (11) широко используется для определения силы тока электронов. Из (11) следует, что σ_0 — не что иное, как среднее время между появлением двух иницирующих электронов. Существует предел величины тока i_0 , выше которого его измерение по наклону прямой $|\ln(n/n_0)| = (t - \tau)/\sigma_0$ невозможно. Это имеет место тогда, когда будет $\sigma_0 < \tau$. Фактически из-за имеющихся обычно статистических флуктуаций во времени τ необходимо иметь при измерении $i_0 \ll e/\tau$.

В условиях, когда отсутствуют специальные вспомогательные источники электронов, иницирование разряда происходит за счет электронов, создаваемых самим катодом. Суммарная интенсивность внешней радиации обычно ничтожно мала и составляет величину порядка десятка электронов в 1 сек в 1 см³ объема воздуха. Можно указать следующие источники иницирующих электронов с катода:

1. *Эмиссия электронов, обусловленная диэлектрическими пленками и включениями на поверхности катода*²² (эффект Мальтера — аномальная эмиссия через диэлектрические пленки на катоде и эффект Пэтова — автоэмиссия, усиленная зарядкой диэлектрических включений на катоде). Описание этих эффектов подробно дано в книгах^{1, 3}. Роль этой эмиссии особенно велика при использовании легко окисляющихся катодов.

2. *Экзоэлектронная эмиссия*²³. Обычно с электродов без специальной обработки плотность тока экзоэлектронов с катода не превышает 100—1000 эл/см²сек. Такой ток может оказать влияние только на пробой миллисекундными импульсами.

3. *Автоэлектронная эмиссия*. Этот тип эмиссии при $E_0 = 10^5$ — 10^6 в/см играет основную роль в поставке иницирующих электронов.

Для получения тока автоэлектронной эмиссии 10^{-10} а, при котором время статистического запаздывания порядка 10^{-9} сек, необходимо при площади поверхности вольфрамового катода 1 см² иметь напряженность электрического поля около $2 \cdot 10^7$ в/см. Нас интересует импульсный электрический разряд в газе при напряженности поля 10^5 — 10^6 в/см.

Многочисленные исследования предпробойной проводимости в вакуумном промежутке при $E = 10^5$ — 10^6 в/см показывают наличие электронных токов 10^{-5} — 10^{-3} а и качественное согласие зависимости этого тока от средней напряженности поля в промежутке с формулой Фаулера и Нордгейма для автоэлектронной эмиссии²⁴. Это объясняется наличием микро-неоднородностей на поверхности электрода, которые имеют напряженность поля E , значительно превосходящую величину среднего макроскопического поля, определяемого в случае плоских электродов как $E_0 = U_0/d$ (d — длина зазора, U_0 — разность потенциалов на промежутке). Отношение $E/E_0 = \mu$ называется коэффициентом усиления поля.

Для случая полусферы на плоскости или бугорке, высота которого соизмерима с поперечником, величина μ не превосходит²⁵ 10. Однако часто эти неровности имеют форму вытянутых острий («усов»), а не бугорков. Наиболее наглядными в этом отношении являются опыты^{26–28}, в которых использовался для изучения поверхности электродов электронный микроскоп. Можно получить простое соотношение между коэффициентом μ и параметрами выступа, приняв выступ за полуэллипсоид. Если в качестве параметров выступа принять радиус кривизны его вершины r и высоту h , то²⁶

$$\mu = (\beta h/r) + 1,$$

где β — медленно и монотонно меняющаяся функция от h/r : при $h/r = 5$ —250 величина $\beta = 1$ —0,4, т. е. приближенно можно считать, что при $h/r \gg 1$ величина $\mu \sim h/r$. Измерения величины μ при использовании гладких металлических поверхностей при макрополях порядка 10^5 в/см привели к $\mu \approx 20$ —70^{29, 30}, а в работах^{31, 32} к $\mu = 10$ —300.

Имеются прямые доказательства влияния поверхности катода на время запаздывания пробоя и величину пробивной напряженности поля при воздействии на промежуток наносекундных импульсов. В работе ³³ было найдено, что тщательной механической полировкой катода можно в несколько раз повысить электрическую прочность воздушного промежутка длиной менее 1 мм и довести ее до $1,4 \cdot 10^6$ в/см при времени запаздывания порядка 10^{-9} сек.

При длительности импульса 40 нсек в воздушных промежутках длиной $\sim 0,2$ мм при использовании катодов из монокристаллов (молибден, вольфрам, рений) напряженность электрического поля, при которой происходил пробой, достигала $3 \cdot 10^6$ в/см, в то время как на поликристаллических катодах она не превышала $1,3 \cdot 10^6$ в/см ^{33, 34}. В этих же работах ^{33, 34} при использовании катода из монокристалла импульсная электрическая прочность практически не изменялась при изменении давления газа в несколько раз. Все эти факты свидетельствуют об автоэлектронном механизме появления иницирующих электронов при импульсном пробое газовых промежутков при высоких электрических полях.

б) Вре́мя фо́рмирования разря́да. При импульсном пробое атмосферного воздуха прямоугольными импульсами с фронтом 0,3 нсек при $E \geq 10^5$ в/см время формирования разряда τ при малом токе иницирующих электронов с катода на один-два порядка превышало время развития лавины до критического размера ³⁵.

Более детальное исследование времени τ в атмосферном воздухе при иницировании малым электронным током проведено в работе ³⁶. Для каждой амплитуды импульса снимались 100 осциллограмм и строились зависимости $|\ln(n/n_0)| = f(t)$ (где n — число пробоев с временем запаздывания t и более, n_0 — общее число пробоев). За время формирования разряда τ принималось минимальное время в этом распределении. Интенсивность облучения катода выбиралась такой, чтобы время σ_0 было соизмеримо с τ . Полученная таким образом зависимость $\tau(E)$ приведена на рис. 5 (кривая 3). Здесь же приведена кривая 2, полученная в приблизительно аналогичных условиях ³⁸.

В работе ³⁵ было замечено, что время τ при $E = \text{const}$ падает с уменьшением длины промежутка. Более обстоятельно эта зависимость была исследована в работах ^{39, 40}. При неизменных величинах E и p регулировалась длина промежутка и строилось распределение $|\ln(n/n_0)| = f(t)$, где n — число разрядов с временем запаздывания t и больше, n_0 — общее число пробоев. Ввиду больших статистических разбросов во времени τ при уменьшении длины промежутка в этих экспериментах определялось среднее статистическое время $\tau_{\text{ст}}$ в распределении $|\ln(n/n_0)| = f(t)$ при условии $|\ln(n/n_0)| = 1$. На рис. 6 представлены зависимости $\tau_{\text{ст}}$ от длины зазора d для алюминиевых электродов. Эти зависимости имеют

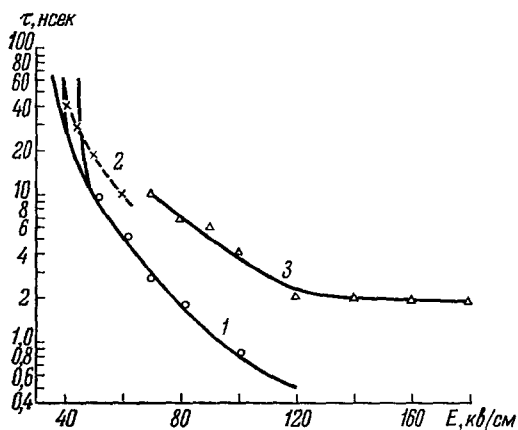


Рис. 5. Зависимость времени формирования разряда τ от напряженности поля E .

1 — многоэлектронное иницирование: сплошная кривая — по ³⁷, точки — по ³⁶; 2 — по ³⁸; 3 — одноэлектронное иницирование ³⁶.

три характерных участка: область медленного изменения $\tau_{ст}$, область перегиба и область быстрого роста $\tau_{ст}$ с уменьшением d . Следует иметь в виду, что изменение времени $\tau_{ст}$ обусловлено только процессами формирования разряда. Ток электронов, инициирующих пробой, в процессе снятия кривых $\tau_{ст}(d)$ не менялся, так как величины E , p и поверхность катода оставались неизменными.

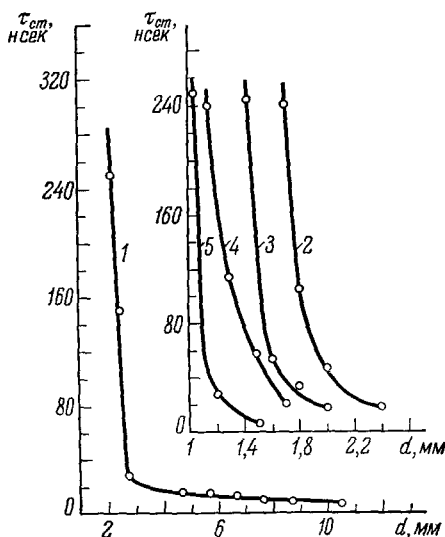


Рис. 6. Зависимость $\tau_{ст}$ от d ($p = 760$ мм рт. ст.)
 E (кВ/см): 1 — 100; 2 — 125; 3 — 150; 4 — 175; 5 — 200.

части электронов из предыдущей лавины и образования последующей или за счет фотоионизации газа перед головкой лавины или за счет «убегающих» электронов. Из-за низкой проводимости лавинных цепей требуется большое их количество для пропускания большого тока.

В работе ⁴³ был проведен анализ развития разряда с учетом развития лавинных цепей и фотоэмиссии электронов с катода. Была использована упрощенная модель лавинной цепи, согласно которой лавина развивается до критического размера в течение времени t_R по экспоненциальному закону, а при достижении критического числа электронов N_K число электронов остается неизменным. Предполагалось также, что ток цепи обусловлен только электронами лидирующей лавины и что всегда $d \gg x_K$. При этом для характерного времени формирования разряда, при котором ток в промежутке $i = i_K$, было получено

$$\tau = \left(\frac{e\tau_B}{16\pi\epsilon_0 v_L u_T \gamma} \right)^{1/2} \ln \left[\left(\frac{i_K \alpha d}{2i_0} \right) \left(\frac{\gamma e}{\pi \epsilon_0 u_T v_L \tau_B} \right)^{1/2} \right], \quad (12)$$

где e — заряд электрона, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, u_T — тепловая энергия электронов в лавин в эВ, γ — число образующихся у катода за счет фотоэффекта вторичных электронов, приходящихся на один акт ионизации в лавинной цепи, τ_B — среднее время высвечивания возбужденных молекул газа, i_0 — ток инициирующих электронов, v_L — скорость движения лавинной цепи.

Последнее контролировалось сравнением двух распределений $|\ln(n/n_0)| = f(t)$ до и после снятия кривой $\tau_{ст}(d)$.

В работе ³⁵ был найден сильный рост времени $\tau_{ст}$ от числа предварительных разрядов для медных и вольфрамовых электродов. В работе ⁴¹ показано, что это обусловлено ухудшением фотоэмиссионных свойств катода и объясняет наличие нескольких максимумов в распределении времени запаздывания наносекундного разряда, обнаруженное в работе ⁴², ибо, как показано в работах ^{15,35}, в процессе набора статистики меняются фотоэмиссионные свойства катода. Эти факты свидетельствуют о важной роли, которую играет во вторичном процессе фотоэффект на катоде.

В работе ¹⁵ было высказано предположение, что рост тока в промежутке в начальной стадии разряда происходит за счет развития лавинных цепей. Такая цепь может образоваться за счет выталкивания полем

Как было уже показано в разделе б), в промежутках длиной $d < d_0$ время τ сильно возрастает с уменьшением d , а при $d > d_0$ слабо изменяется при изменении d . Если предположить, что промежуток $d = d_0$ соответствует условию касания частью лавинных цепей анода за время τ , то при $d > d_0$ за это время сила тока $i = i_{\text{н}}$ достигается еще до того, как лавинные цепи коснутся анода. Поэтому время τ не должно зависеть от d . Это подтверждается формулой (12), так как длина промежутка d стоит под логарифмом и практически не влияет на время τ . Из этого предположения следует также, что

$$d_0 = v_{\text{л}}\tau. \quad (13)$$

При неизменном давлении скорость $v_{\text{л}} \sim v_- \sim E^{1/2}$, а тепловая энергия электронов $u_1 \sim E^{2/3}$ ⁸. Для разряда в воздухе промежутке

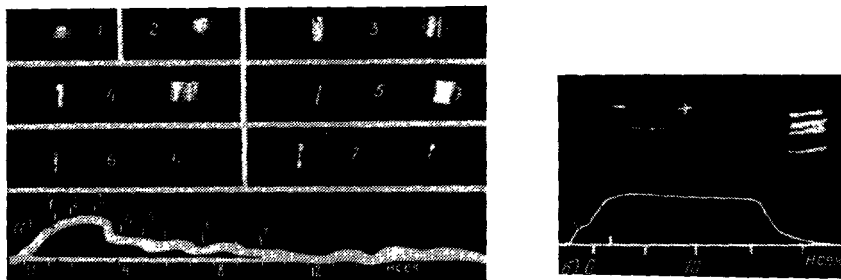


Рис. 7. Развитие разряда при инициировании малым числом электронов.

с медными электродами¹³ $\gamma \sim E^{1,8}$. Следовательно, согласно (12) и (13) $\tau_{\text{н}} \sim E^{-3/2}$, а $d_0 \sim E^{-1}$, что удовлетворительно согласуется с ходом экспериментальных зависимостей $\tau(E)$ (см. рис. 5).

В работе⁴⁴ были проведены электронооптические исследования структуры разрядного пространства при разряде в воздухе при давлении ~ 50 тор без облучения катода от какого-либо источника. В стадиях формирования разряда и начала роста тока наблюдалось объемное свечение и несколько узких каналов. В работе⁴⁵ такие исследования проведены при атмосферном давлении воздуха и напряженности электрического поля $E = 80$ кВ/см в зазорах 4 и 2 мм. Разряд исследовался в течение первых наносекунд после приложения импульса. Результаты работы⁴⁵ показали, что после приложения напряжения к зазору на катоде наблюдается объемное свечение, которое затем распространяется к аноду, одновременно расширяясь в диаметре. Скорость распространения свечения в сторону анода составляет $\sim 10^8$ см/сек.

На рис. 7, а представлены эопограммы свечения и осциллограмма развития разряда в воздухе при $E = 100$ кВ/см ($p = 760$ мм рт. ст., $d = 0,6$ см)^{46, 47}. Облучение катода осуществлялось от вспомогательной искры и производилось одновременно с приходом высоковольтного импульса на зазор. На осциллограмме имеются участки быстрого и медленного спада напряжения. На эопограммах видно, что спустя 1—2 нсек после быстрого спада напряжения в зазоре наблюдаются отдельные диффузные каналы; через некоторое время в отдельных местах диффузных каналов появляются яркие образования. С течением времени в зазоре образуется контрагированный канал.

Исследования методом оборванного разряда⁴⁸ также подтвердили, что при уменьшении интенсивности облучения катода время формирования разряда растет, но при этом сокращается длительность области

медленного спада напряжения из-за образования отдельных каналов. На рис. 7, б представлена фотография свечения в зазоре, полученная методом прерванного разряда, которая показывает, что в момент начала спада в зазоре уже имеются один или несколько узких каналов. Число этих каналов может превышать десяток. Такие каналы описаны также в работах ^{42, 49}. Причина образования каналов до конца не установлена. Можно предполагать, что они связаны с неравномерным распределением иницирующих электронов на катоде из-за наличия на его поверхности центров, эмиттирующих электроны. В этом случае каждому каналу должен соответствовать свой центр эмиссии.

В работе ⁵⁰ было показано, что ток и напряжение искры при малом числе иницирующих электронов в стадии быстрого роста тока удовлетворительно описываются формулами лавинной теории, полученными для случая многоэлектронного иницирования (см. гл. 4, а)). Это объясняется тем, что после накопления большого числа электронных лавин сброс напряжения на промежутке происходит за время одной лавинной генерации.

В работе ⁴⁸ было замечено, что в некоторых случаях стадия медленного спада напряжения устраняется, хотя максимальная крутизна спада остается такой же, как расчетная (см. формулу (23) на стр. 220). Это объясняется, по-видимому, тем, что рост тока в промежутке происходит за счет быстрой ионизации каналов, которые пересекают диффузный объем (см. рис. 7).

4. ИМПУЛЬСНЫЙ РАЗРЯД В ГАЗЕ, ИНИЦИИРУЕМЫЙ БОЛЬШИМ ЧИСЛОМ НАЧАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

а) Экспериментальные результаты. Исследования влияния числа иницирующих электронов на импульсный наносекундный разряд в воздухе при атмосферном давлении при длинах промежутков до 6 мм и напряженности электрического поля до 10^5 в/см было проведено Флетчером ³⁷. Он использовал микроосциллограф и высокоскоростные схемы с разрешающей способностью 10^{-10} сек, а также генератор импульсов с фронтом $3 \cdot 10^{-10}$ сек.

Освещение катода осуществлялось за 60 нсек до прихода импульса напряжения на промежуток, а величина фототока с катода при отсутствии разбросов во времени запаздывания составляла $1,7 \cdot 10^{-8}$ а. Так как при перенапряжениях $> 80\%$ каждый электрон, освобожденный с катода, является эффективным в смысле иницирования пробоя ²¹, перед приходом импульса у катода накапливается порядка 10^4 электронов и при этом полностью устраняются статистические разбросы времени запаздывания разряда. Время запаздывания рассматривалось в работе ³⁷ как время формирования разряда τ . Зависимость величины τ от напряженности поля E при атмосферном давлении воздуха была приведена на рис. 5 (кривая 1). Величина E регулировалась изменением длины промежутка d при неизменной амплитуде импульса напряжения U_0 . При $E \geq 50$ кВ/см величина τ зависит только от поля E и не зависит от амплитуды напряжения и длины промежутка по отдельности. При $E < 50$ кВ/см экспериментальные точки при напряжении $U_0 = 7,5$ кВ соответствуют большим временам формирования по сравнению с точками, относящимися к более высоким напряжениям. При $E < 42$ кВ/см кривая для напряжения $U_0 = 12,7$ кВ идет выше кривой для $U_0 = 18$ кВ.

В работе ³⁶ определялась зависимость $\tau(E)$ для случаев одноэлектронного и многоэлектронного иницирования. Для облучения катода ультрафиолетом в аноде проделывалось отверстие и оно закрывалось сеткой.

Между сеткой и искрой, подсвечивающей катод, устанавливались диафрагма и кварцевое стекло. Последнее необходимо для фильтрации коротких волн и устранения фотоионизации газа. Ток электронов, инициирующих разряд, регулировался размером диафрагмы и величиной времени между приходами ультрафиолетовой вспышки и импульса напряжения. Эти эксперименты подтвердили вывод о том, что при числе начальных иницирующих электронов порядка 10^4 разбросы во времени запаздывания разряда устраняются, а зависимость $\tau(E)$ совпадает с полученной в работе ³⁷.

На рис. 8 приведены экспериментальные кривые (сплошные) спада относительной величины напряжения на промежутке при пробое воздуха

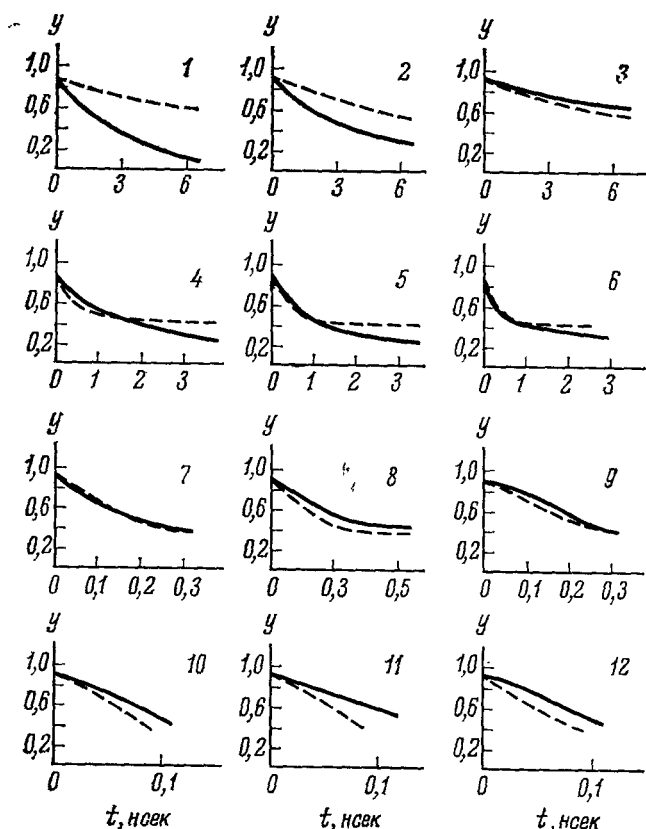


Рис. 8. Спад напряжения на разрядном промежутке.

Значения соответственно E_0 (кв/см) и d (мм) для кривых: 1 — 46,1 и 2,74; 2 — 46,1 и 3,91; 3 — 45,9 и 1,63; 4 — 66 и 2,18; 5 — 64,6 и 1,68; 6 — 66,4 и 1,37; 7 — 84,4 и 2,13; 8 — 78,2 и 1,83; 9 — 79,2 и 1,37; 10 — 107,4 и 1,67; 11 — 104,4 и 1,37; 12 — 101,8 и 1,07.

для различных длин промежутков d и величин напряженностей электрического поля E_0 , полученные в работе ³⁷ (штриховые кривые — расчет) ⁵⁰.

В работе ⁴⁶ была проведена покадровая электроннооптическая съемка свечения разряда в атмосферном воздухе при $E = 55-100$ кв/см с экспозицией 3 нсек ⁵¹. На рис. 9, а представлены энограммы свечения при развитии разряда в промежутке длиной 6 мм при напряженности поля 100 кв/см ($p = 760$ мм рт. ст.). Катод облучался ультрафиолетовой вспышкой от искры за 10^{-8} сек до прихода импульса на промежуток. Спад напряжения на промежутке вначале происходит быстро, а затем скорость его

замедляется. Эпограммы показывают, что в промежутке возникает равномерное диффузное свечение уже в первую наносекунду после приложения импульса напряжения, а в стадии быстрого спада напряжения интенсивность свечения резко возрастает. В течение 15 *нсек* после начала спада напряжения в промежутке сохраняется равномерное диффузное свечение. Свечение промежутка в различных стадиях развития разряда в воздухе при атмосферном давлении, длине зазора 3–6 мм и $E/p = 90\text{--}100$ в/см·мм рт. ст. наблюдалось также методом прерванного разряда. Использовались одиночные прямоугольные импульсы с амплитудой до 45 кВ и регулируемой длительностью импульса 5–20 *нсек*. Облучение поверхности катода

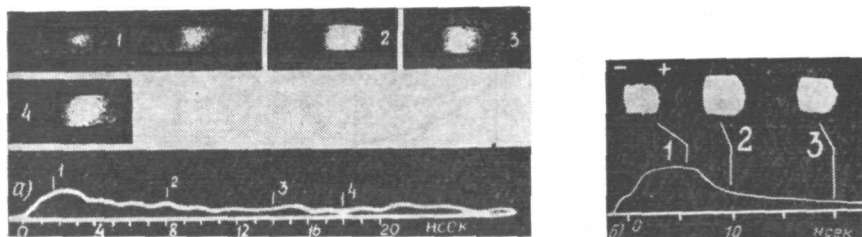


Рис. 9. Развитие разряда при многоэлектронном иницировании.

производилось от коронирующего острия, расположенного в непосредственной близости к катоду. Осциллограмма импульса и соответствующее свечение в зазоре при развитии разряда, полученное методом прерванного разряда, представлены на рис. 9, б. Характерной особенностью наносекундного импульсного разряда является отсутствие контрагированного канала при высоком давлении газа в течение длительного времени (до 20 *нсек*) после начала роста тока. При этом величина тока разряда достигает нескольких сотен ампер.

В работе ³⁷ предполагалось, что разряд инициируется одиночным электроном, а не 10^4 электронов. Впервые на это противоречие было обращено внимание в работе ⁴². Предполагалось, что полученная в работе ³⁷ зависимость $\tau(E)$ хорошо согласуется с выводами стримерной теории и критерием пробоя Ретера (см. ^{2,3}). Последний состоит в том, что время τ определяется в основном временем, необходимым для роста лавины до размеров, при которых наступает ее переход в стример. Так как стример развивается намного быстрее лавины, то влиянием времени его развития на величину τ можно пренебречь. Ретер ³ установил, что переход лавины в стример происходит при числе электронов в ней порядка 10^8 . В работе ³⁷ была рассчитана зависимость $\tau(E)$ с учетом влияния поля объемного заряда лавины и получено, что

$$\tau = \ln N_K / \alpha v_-, \quad (14)$$

где N_K — критическое число электронов в лавине, которое сложным образом зависит от напряженности поля E , давления газа p и его сорта. Однако, как было отмечено в работе ³⁷, результат мало изменяется при значительном изменении величины N_K , так как в формуле (14) она стоит под логарифмом. Поэтому с хорошим приближением зависимостью N_K от p и E можно пренебречь и принять $N_K = (1\text{--}5) \cdot 10^8$. При этом $\tau \approx 20 / \alpha v_-$, что удовлетворительно описывает кривую $\tau(E)$, приведенную на рис. 5.

В работе ⁵² было установлено, что зависимость $\tau(E)$, аналогичную ³⁷, можно получить, если отказаться от стримерной теории и рассматривать

процесс формирования разряда просто как процесс развития электронной лавины. Если принять, что лавина может расти до величины, способной обеспечить большой ток в промежутке и спад напряжения на нем за счет падения напряжения в основном сопротивлении контура, то рассчитанное время роста тока оказывается в хорошем согласии с измеренными экспериментально ³⁷.

В работе ⁵² допускалось, что ток в промежутке вплоть до величины порядка сотни ампер может быть достигнут за счет развития одиночной электронной лавины. При длине промежутка порядка 1 мм и скорости дрейфа лавины $v_- = 10^7$ см/сек это приводит к числу электронов в лавине $\sim 10^{13}$. Возможность роста лавины электронов до такой величины не подтверждается расчетами, проведенными в гл. 2, и экспериментальными данными ^{19,20}. Как было показано выше, при числе электронов в лавине порядка 10^8 (для $E/p \approx 40$ в/см·мм рт. ст.) влияние поля пространственного заряда ионов настолько велико, что экспоненциальный рост числа электронов прекращается и становится более медленным. При больших значениях E/p этот эффект самоторможения лавин имеет место при еще меньшем числе электронов в лавине (см. рис. 3).

В работе ⁵³ для объяснения зависимости $\tau(E)$, полученной в работе ³⁷, предложено использовать диффузионную теорию, разработанную для СВЧ разряда. Однако в уравнении непрерывности для электронов авторы работы ⁵³ оставляют только члены, ответственные за ударную ионизацию и прилипание электронов и пренебрегают диффузией. Ими было принято, что пробой наступает при достижении в промежутке определенного отношения конечной плотности электронов к начальной $n_{\text{кон}}/n_0$. При этом

$$\tau = \ln(n_{\text{кон}} n_0^{-1}) / (\alpha - \eta) v_-, \quad (15)$$

где η — коэффициент прилипания электронов. Так как для воздуха при атмосферном давлении $\alpha \gg \eta$, а величина $n_{\text{кон}}/n_0$ была в работе ⁵³ без какого-либо обоснования принята равной 10^8 , естественно, что зависимость $\tau(E)$ согласно формуле (15) полностью совпала с зависимостью (14) и экспериментальными результатами, полученными в работе ³⁷.

б) Теория лавинного роста тока при многоэлектронном инициировании разряда. Для объяснения экспериментальной зависимости $\tau(E)$ ³⁷ в работе ³⁶ был впервые учтен тот факт, что разряд инициируется не одиночным электроном, а большим числом их (порядка 10^4). В этой же работе было введено понятие многоэлектронного и одноэлектронного инициирования разряда и показано, что при одной и той же величине электрического поля E в первом случае величина τ существенно ниже, чем во втором.

Примем, что рост тока в промежутке происходит за счет лавинного размножения N_0 инициирующих электронов. Для расчета зависимости силы тока искры от времени $i(t)$ рассмотрим переходный процесс в схеме, состоящей из источника напряжения U_0 , активного сопротивления и искрового промежутка с межэлектродной емкостью. Такая схема соответствует контуру, в котором искровой промежуток включен последовательно с коаксиальной линией, как это было в экспериментах ^{36, 37}. Искровой промежуток замещается генератором тока. Уравнения для определения тока запишутся так:

$$C(dU/dt) + N_0 e v_- d^{-1} \exp\left(\int_0^t \alpha v_- dt\right) = i(t), \quad i(t) = (u_0 - u)/R, \quad (16)$$

где e — заряд электрона, U_0 — амплитуда импульса, v_- и α — скорость дрейфа электронов и коэффициент ударной ионизации, C — межэлектродная

емкость, R — сопротивление контура, U — напряжение на промежутке.

Время формирования разряда τ определяется из осциллограмм тока от момента приложения напряжения до того момента, когда ток достигнет некоторой величины i_k , определяемой разрешающей способностью трубки осциллографа. Так как в течение времени τ через промежуток протекает слабый ток, то $Ri_k \ll U_0$, и можно считать, что α и $v_- = \text{const}$. При этом

$$\tau = (\alpha v_-)^{-1} \ln [i_k d (1 + RC\alpha v_-) / e N_0 v_-]. \quad (17)$$

Если принять, что сила тока i_k составляет $\sim 5\%$ U_0/R , то можно показать, что величина под логарифмом для условий эксперимента ³⁷ имеет порядок 10^8 . Это хорошо согласуется с величиной N_k в формуле (14). Так как

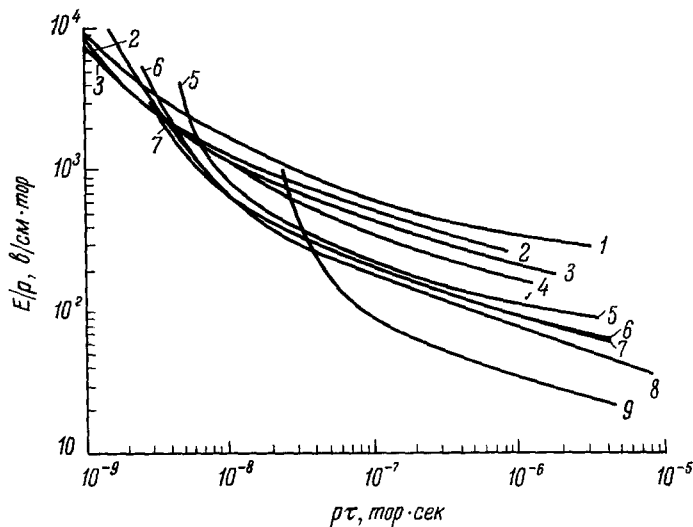


Рис. 10. Время формирования пробоя, полученное в эксперименте ⁵³, для различных газов.

1 — фреон-С318; 2 — фреон-114; 3 — фреон-12; 4 — SF_6 ; 5 — N_2 ; 6 — воздух; 7 — O_2 ; 8 — Ag; 9 — He.

величина i_k стоит под логарифмом, то некоторый произвол в выборе i_k оправдан, потому что ошибка в i_k даже на порядок приводит к ошибке в τ на 10—15%. Следовательно, формула (17), так же как и (14), дает зависимость τ от величины электрического поля E и давления газа p , которая хорошо согласуется с результатами эксперимента.

Из формул (14) и (17) следует, что зависимость $\tau(E)$ можно записать в форме, согласующейся с законом подобия. Действительно, так как $\alpha/p = f_1(E/p)$, $v_- = f_2(E/p)$ и, кроме того, τ слабо зависит от i_k , то

$$p\tau = F(E/p). \quad (18)$$

Справедливость соотношения (18) для многих газов была показана в работе ⁵³, где напряжение варьировалось в пределах 4—30 кВ, давление 1—760 мм рт. ст., длина промежутка 0,1—6 см, а полученное время τ составляло 0,5—30 нсек. Зависимость $p\tau$ от E/p для различных газов приведена на рис. 10.

Формула (17) правильно описывает зависимость τ от E/p и будет соответствовать закону подобия только в том случае, если на длине промежутка может быть достигнут суммарный ток лавин, сила которого равна или больше i_k . Если такой ток не может быть достигнут, то формула (17)

перестает быть справедливой и следует ожидать отклонения от закона подобия. Условие, когда следует ожидать такое отклонение, запишется в виде $d < \tau v_-$. При $RCav_- \ll 1$ оно примет вид

$$d < \alpha^{-1} \ln (i_K d / e N_0 v_-). \quad (19)$$

Для удобства сравнения условия (19) с экспериментом умножим левую и правую части на E_0 и сравним полученные результаты с экспериментальными данными³⁷. При этом получим

$$U < (E/\alpha) \ln (i_K d / e N_0 v_-). \quad (20)$$

Если подставить в (20) величину α из формулы (2), то E/p , ниже которой закон подобия перестает выполняться, определяется из соотношения

$$E/p = B_0 \{1 + (M/2U_0) + [MU_0^{-1} + (M^2/4U_0^2)]^{1/2}\}, \quad (21)$$

где $M = (1/AB_0) \ln (i_K d / e N_0 v_-)$. При $U_0 = 12,7$ и $7,5$ кВ и давлении $p = 760$ мм рт. ст. величины электрического поля E по формуле (21) соответственно равны 42 и 51 кВ/см. Экспериментальные значения E (см. рис. 5) составляют 42 и 50 кВ/см³⁷.

В работе⁵⁰ было показано, что стадия быстрого роста тока в промежутке может быть, так же как и стадия формирования разряда, объяснена развитием электронных лавин с учетом изменения напряжения на промежутке из-за наличия активного сопротивления в разрядном контуре.

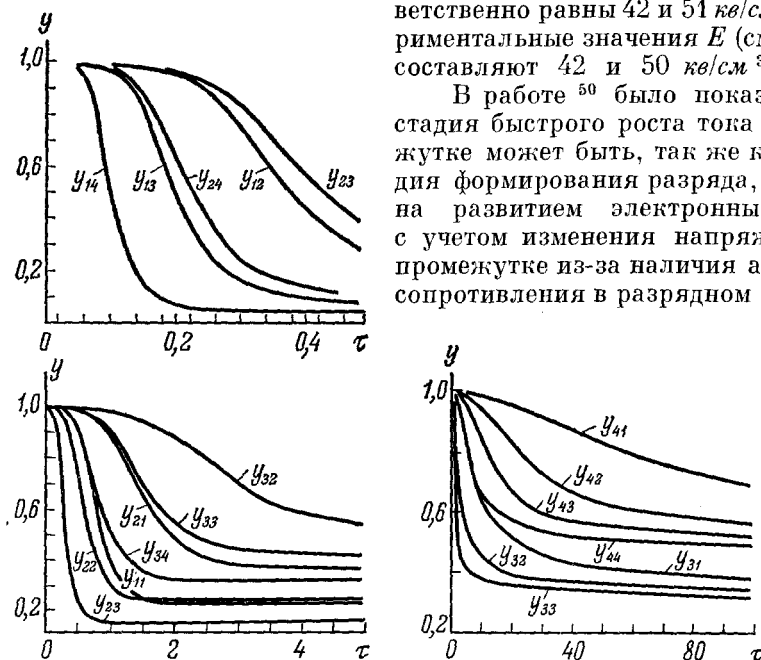


Рис. 11. Зависимость $y(\tau)$ для $a=160; 130; 90$ и 60 в/см·мм рт. ст. и $b=(2; 5; 10 \text{ и } 20) \cdot 10^{-4}$ (мм рт. ст.)³ см³/в².

При наличии межэлектродной емкости C уравнение (16) с учетом зависимости (3') для v_- примет вид⁵⁰

$$y\ddot{y} + y(1 - \dot{y}) + b(1 - y - \dot{y})\psi(ay) = 0, \quad (22)$$

где $y = E/E_0 = U/U_0$, $\dot{y} = dy/d\tau$, $\ddot{y} = d^2y/d\tau^2$ ($\tau = t/\theta$, $\theta = RC$); $\psi(ay) = (E/p)^2 \alpha/p$, $a = E_0/p$; $b = p^2 C_0 \theta / E_0$, E — напряженность поля в промежутке, $E_0 = U_0/d$ — напряженность поля, при которой происходит пробой промежутка. Уравнение (22) для воздушных промежутков решалось численным методом на электронной вычислительной машине М-20. Результаты расчета приведены на рис. 11 (первый индекс у y соответствует порядковому номеру a , второй — b). Кривая спада

напряжения идет вначале круто, а затем ее рост замедляется. Переход от участка быстрого роста тока к замедленному объясняется тем, что с ростом тока увеличивается падение напряжения на активном сопротивлении. Это приводит к уменьшению напряженности поля в промежутке и, соответственно, к снижению коэффициента ударной ионизации α и скорости дрейфа электронов v_- .

Из уравнения (22) следует, что напряжение и ток искры не зависят от числа начальных электронов N_0 . На рис. 8 были приведены экспериментальные ³⁷ (сплошные кривые) и рассчитанные по лавинной модели (штриховые кривые) зависимости относительной величины напряжения на разрядном промежутке от времени при различных величинах E_0/p . Из рис. 8 следует, что там, где соблюдается закон подобия для времени τ ($E_0/p \geq 66$ в/см·мм рт. ст.), экспериментальные и теоретические зависимости напряжения на промежутке от времени совпадают удовлетворительно. При $E_0 > 130$ кВ/см теоретические кривые идут ниже экспериментальных. Это объясняется малой величиной времени τ , которое составляет 0,2 нсек и почти равно времени установления переходной характеристики регистрирующей системы ^{37, 54}.

При межэлектродной емкости $C = 0$, а также при аппроксимации α/p в диапазоне $40 < E/p < 140$ в/см мм рт. ст. формулой (2) из (22) получается

$$dz/d\tau = (1 - z)^2 (z - D)^2 z,$$

где

$$D = 1 - (B_0/E_0 p^{-1}), \quad \tau = t/\theta_1, \quad \theta_1 = (AC_0 p)^{-1} (E_0/p)^{-3},$$

$$z = i/U_0 R = 1 - (E/p)/(E_0/p) = 1 - y.$$

На крутом участке кривой $z(t)$ крутизна di/dt принимает максимальное значение $(di/dt)_{\max}$. Максимальную крутизну роста тока в промежутке лучше всего можно охарактеризовать временем $t_{\max} = I_0 \left(\frac{di}{dt} \right)^{-1}_{\max}$, где $I_0 = U_0/R$. Для времени $t_{\max}$ справедлив закон подобия, поэтому

$$pt_{\max} = (E_0/p)^{-3}/AC_0 (dz/d\tau)_{\max}. \quad (23)$$

Зависимость $pt_{\max}$ от E_0/p , построенная по формуле (23), приведена на рис. 12. Здесь же приведены экспериментальные значения (значки) $pt_{\max}$,

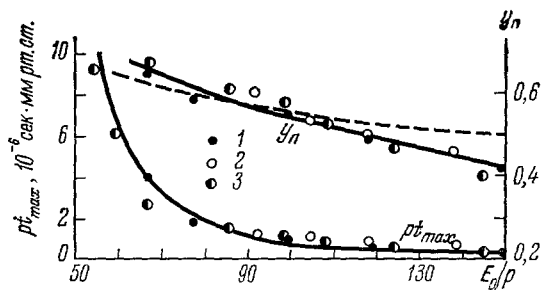


Рис. 12. Зависимости экспериментальной (верхняя кривая) и теоретической (штриховая кривая) величины $y_n = U_n/U_0$ и теоретической величины $pt_{\max}$ (нижняя кривая) от E_0/p .

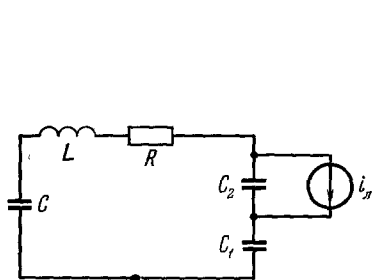


Рис. 13. Схема замещения контура разряда емкости на газовый промежуток с электродом, покрытым диэлектриком.

полученные в работе ³⁷. В этом эксперименте диаметр плоских электродов выбирался таким, чтобы влиянием межэлектродной емкости на величину $t_{\max}$ можно было пренебречь ⁵⁰. Ток и напряжение искры вначале изменяются быстро, а потом их изменение замедляется из-за уменьшения α

и v_- . Теоретически при решении уравнения (16) можно рассчитать то значение напряжения на промежутке, при котором крутизна спада напряжения значительно меньше максимальной. На рис. 12 приведена зависимость от E_0/p относительной величины напряжения на промежутке $u_{\Pi} = U_{\Pi}/U_0$, при которой крутизна роста силы тока уменьшается в пять раз по сравнению с максимальной⁵⁰. Здесь же приведена экспериментальная зависимость $u_{\Pi}(E_0/p)$ для воздуха при атмосферном давлении и длинах промежутков $d = 1$ (кривая 1), 2 (2) и 4 мм (3)⁵⁰.

В проведенном выше рассмотрении разряда параметры, характеризующие свойства электродов, не входят в выведенные формулы. Поэтому интересно проанализировать развитие разряда при наличии диэлектрика на электродах. Если поверхность диэлектрика считать эквипотенциальной, то в этом случае промежуток можно рассматривать состоящим из газового, диэлектрического участка и участков с соответствующими емкостями. Ток через газовый участок определяется аналогично (16). Нетрудно показать, что для этого случая

$$\tau = (\alpha v_-)^{-1} \ln [i_k d_2 (1 + \alpha v_- R C_3) / e N_0 v_-], \quad (24)$$

где $C_3 = C_1 C_2 / (C_1 + C_2)$, C_1 — емкость диэлектрического слоя на электродах, C_2 , d_2 — емкость и длина воздушного промежутка. Если $C_1 \gg C_2$, то формула (24) переходит в (17), т. е. присутствие диэлектрической пленки на электродах не влияет на величину времени τ , что и наблюдалось в работах^{37, 55}.

В работе⁵⁶ было предложено использовать разряд между электродами из диэлектрика с большим ϵ при многоэлектронном иницировании для генерирования нано- и субнаносекундных импульсов большого тока. Схема замещения при разряде емкости C на промежутке с диэлектриком приведена на рис. 13. Величина i_k определяется вторым слагаемым в (16). Влияние индуктивности L либо активного сопротивления разрядного контура на ток оказывается существенным при $Li_a/t_{\Pi} \sim U_0$ или $Ri_a \sim U_0$. При условии $C_1 \gg C \gg C_2$ и без учета R и L в работе⁵⁶ было получено

$$i_a = \alpha_0 v_0 U_0 C F(E_0/p), \quad t_{\Pi} = U_0 C / i_a,$$

где $F(E_0/p) \approx 0,1 + 5 \cdot 10^{-4} [(E_0/p) - 100]$, $100 < E/p < 400$ в/см·тор, t_{Π} — длительность импульса тока, i_a — амплитуда импульса, u_0 , α_0 , v_0 — начальные величины напряжения, коэффициента ударной ионизации и дрейфовой скорости. При этом удается устранить локализацию тока разряда в канал и тем самым устранить влияние его индуктивности на длительность и амплитуду импульса тока.

в) Разряд в газе при интенсивном источнике предварительной ионизации. Теория лавинной коммутации при многоэлектронном иницировании, описанная в гл. 4, б) не только распространяется на перенапряженные зазоры, но будет справедлива и в том случае, когда пробой происходит при статическом пробивном напряжении и ниже его. Основным условием является обеспечить такой ток начальных иницирующих электронов $i_0 = e N_0 v_- / d$, чтобы при газовом усилении $\leq 10^8$ разрядный ток в контуре достиг такой величины, при которой начинается спад напряжения на промежутке. При этом, если иницирующие электроны распределены на поверхности катода, начало коммутации будет происходить за счет ионизации в объеме газа без образования локализованных искровых каналов. Например, при силе тока иницирующих электронов $i_0 \sim 10^{-7}$ а, т. е. при $N_0 \sim 10^5$ и газовом усилении 10^8 , сила тока во внешнем контуре достигнет ~ 10 а. Если учесть, что за время развития лавин до $N = 10^8$ электронов будет

иметь место дополнительный приток фотоэлектронов с катода за счет фотоэффекта, то очевидно, что суммарная сила разрядного тока значительно превысит 10 а .

Такой разряд реализуется при инициировании интенсивной ультрафиолетовой вспышкой, что было, например, в работе ⁵⁷. Ультрафиолетовое излучение, попадая на катод, приводит к появлению за счет фотоэффекта с катода большого числа электронов. В работе ⁵⁷ показано, что по мере приближения напряжения на воздушном промежутке к статическому пробивному время между моментом появления вспышки и пробоем

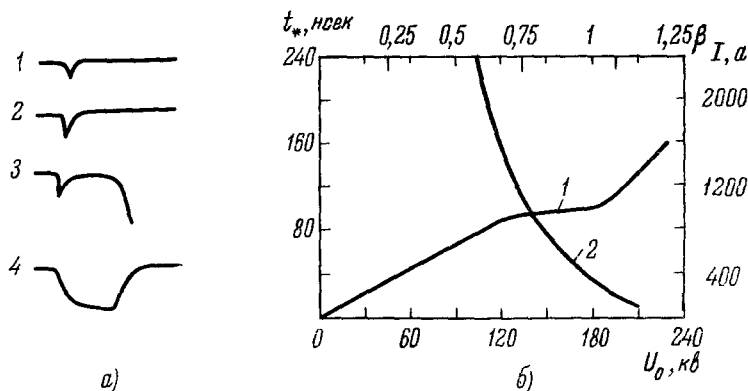


Рис. 14. а) Осциллограммы тока разряда с пучком; б) экспериментальные зависимости.

приближается к времени пробега лавины промежутка d/v_- . Нетрудно показать, что этот результат можно получить, исходя из теории, развитой в гл. 4, б).

Если в формулу (17) для времени роста силы тока в промежутке до величины i_k , которую можно принять за момент пробоя, вместо α подставить его значение из условия статического пробоя Ретера^{1,2} $\alpha \approx 20/d$, т. е. принять, что газовое усиление не более 10^8 , то получим

$$\tau = (d/v_-) \ln (i_k d / e N_0 v_-) / 20 \approx d/v_-.$$

В работе ⁵⁸ рассчитано время формирования пробоя τ при облучении кратковременными ($\sim 10^{-9} \text{ сек}$) вспышками ультрафиолетового света промежутков с напряжением, составляющим 90—95% статического пробивного значения. Было найдено, что время τ заключено в интервале $d/v_- < \tau \ll d/v_+$, где v_+ — скорость дрейфа положительных ионов. Получена сильная зависимость τ от величины недонапряжения.

Для устранения канала разряда в газе высокого давления в работе ⁵⁶ предложено инициировать разряд пучком быстрых электронов. Пучок электронов сечением 20 см^2 вводился через титановую фольгу в наполненный азотом промежуток, на который разряжалась линия с волновым сопротивлением $R = 10 \text{ ом}$ ⁵⁹. Линия заряжалась импульсно до напряжения $U_0 = 5\text{--}250 \text{ кв}$. Максимальная энергия пучка составляла 180 кэв , а средняя $\sim 80 \text{ кэв}$. Типичные осциллограммы тока разряда представлены на рис. 14, а. При $U_0 < U_*$ (U_* — статическое пробивное напряжение) ток разряда I по форме близок к току пучка i_- (рис. 14, а, кривые 1, 2) и растет линейно с i_- (рис. 14, б, кривая 1). При $U_0 \geq U_*$ и $p \gg 3 \text{ атм}$ через время t_* после появления пучка ток разряда резко возрастает (рис. 14, а, кривая 3); при $U_0 < U_*$ и $p \sim 1 \text{ атм}$ ток начинает нарастать сразу без какого-либо запаздывания (рис. 14, а, кривая 4). В этом случае.

так же как во всех случаях, когда $U_0 < U_*$, во всем объеме промежутка наблюдалось свечение, в то время как при $U_0 > U_*$ и $p \geq 3$ атм при $t > t_*$ в газовом промежутке наблюдался искровой канал. Типичные экспериментальные зависимости $t_*(U_0)$ (2) и $I(U_0)$ (1) представлены на рис. 14, б. На рисунке $\beta = U_0/U_*$.

Для линии при $v \cdot t \ll d$ ток разряда ⁵⁹

$$i = U_0 \lambda t / (1 + R \lambda t), \quad (25)$$

где $\lambda = n_0 k_0 \langle \sigma \rangle i_- / p d$, $n_0 = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ — концентрация молекул газа при давлении 1 мм рт. ст., $\langle \sigma \rangle$ — среднее сечение ионизации газа электронным пучком, k_0 — коэффициент пропорциональности между скоростью дрейфа и величиной U_0/pd , d — длина промежутка. Влияние неравномерности распределения потенциала вдоль промежутка на ток можно учесть решением одномерных уравнения Пуассона и уравнения непрерывности с использованием метода последовательных приближений. Можно показать, что при $v \cdot t \ll d$ величина катодного падения

$$U_K \approx U_0 \cdot 2v \cdot t / d.$$

Линейный начальный участок кривой $I(U_0)$ (где I — амплитуда тока) (рис. 14, б, кривая 1) хорошо объясняется формулой (25). Насыщение при $U_0 \leq U_*$ обусловлено ростом катодного падения напряжения U_K и снижением падения напряжения в столбе разряда. Рост $I(U_0)$ при $U_0 > U_*$ обусловлен лавинным размножением электронов. В последнем случае ток разряда не зависел от начального числа электронов, как это следует из выводов гл. 4, б). При этом ток $I(U_0)$ в эксперименте ⁵⁹ при $U_0 > U_*$ достигал максимума через некоторое время после прекращения тока пучка i_- . Наоборот, при $U_0 < U_*$ максимум тока $I(U_0)$ практически совпадал по времени с задним фронтом импульса i_- . Сравнительно недавно было показано, что объемный разряд в газе можно использовать для накачки газовых лазеров, работающих при большом давлении газа ⁶⁰. В процессе накачки важное место занимает вопрос о поглощении энергии, запасенной в накопителе (конденсаторе либо длинной линии), в плазме газового разряда. Легко показать, что в случае равенства импедансов разрядного промежутка и накопителя практически вся энергия последнего поглотится плазмой за время двойного пробега импульса вдоль линии. При лавинном размножении электронов согласно расчетных кривых (см. рис. 11) сопротивление разрядного промежутка можно получить соизмеримым с волновым сопротивлением линии на плоском участке кривых $y(\tau)$. Это позволяет определить соотношение между параметрами газового промежутка и параметрами внешней цепи для получения оптимального режима накачки. В случае отсутствия лавинного размножения, когда $U_0 \ll U_*$, такое соотношение легко получается из (25). В работе ⁵⁹ при разряде длинной линии на напряжение 700 кВ при токе 40 кА удельная энергия, рассеиваемая в промежутке, составляла около 10 Дж/см³.

5. ОСОБЕННОСТИ РАЗРЯДА В ГАЗЕ В СВЕРХВЫСОКОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Как мы уже отмечали, на поверхности реальных электродов всегда имеются микровыступы, электрическое поле на которых может усиливаться в сотни раз. При высоком электрическом поле ток автоэлектронной эмиссии с выступов усиливается настолько, что они взрываются, образуя плазму, которая приводит к дальнейшему усилению эмиссии электронов с катода ⁶¹.

В работе ⁶² описано экспериментальное исследование взрыва вольфрамовых острых электродов в вакууме при воздействии прямоугольных

импульсов длительностью $t_{\text{и}} = 5 \cdot 10^{-9} - 4 \cdot 10^{-6}$ сек. При $t_{\text{и}} = 5 \cdot 10^{-9}$ сек с эмиттера радиусом $r_e \approx 10^{-5}$ см и с углом конуса $\theta \approx 15^\circ$ удалось получить без разрушения плотность тока более 10^9 а/см². Была обнаружена резко выраженная зависимость времени до разрушения острия t от поля E_0 на его кончике (рис. 15).

В работе ⁶² было показано, что взрыв микроострий на поверхности катода инициирует электрический разряд в вакууме. При пробое газовых промежутков с напряженностью поля до 10^6 в/см взрыв микроострий может оказать существенное влияние на процесс разряда. Поэтому при средней напряженности электрического поля между плоскими электродами порядка 10^6 в/см время запаздывания пробоя составляет 10^{-9} сек.

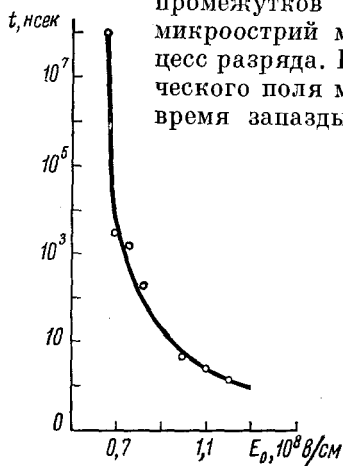


Рис. 15. Зависимость времени до разрушения острия в вакууме от приложенного поля E_0 ⁶².

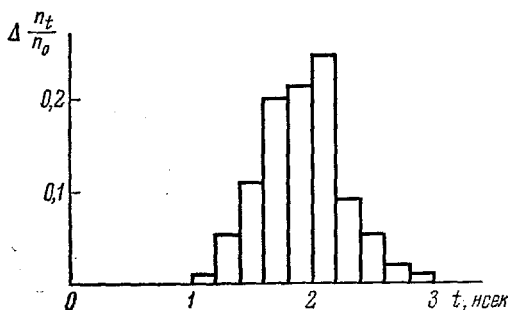


Рис. 16. Распределение времени запаздывания t_3 .

Исследование импульсного пробоя воздушных промежутков при атмосферном давлении и напряженности электрического поля $(0,3-1,4) \cdot 10^6$ в/см было проведено в работе ³⁵. Длительность фронта импульса составляла 0,3 нсек. В качестве времени запаздывания пробоя t_3 принималось время от начала приложения напряжения до начала быстрого роста тока. Так как величина t_3 имела статистический разброс, то определялось статистическое распределение этого времени. Величины t_3 зависели от материала катода, степени обработки его поверхности и режима тренировки. На рис. 16 приведено распределение времен t_3 при $E = 1,4 \cdot 10^6$ в/см, длине промежутка 0,1 мм для медных, тщательно полированных электродов ($p = 760$ мм рт. ст.). Зависимости логарифма относительного числа пробоев n/n_0 (n_0 — общее число пробоев, имеющих время запаздывания t_3 и более) от величины этого времени имели одинаковый характер. При больших t эти зависимости идут по прямой линии, а при малых имели изгиб. Наклон этой прямой зависит от напряженности поля и давления газа.

Исследование времени роста тока и спада напряжения на искре при сверхвысоких полях провести трудно из-за малости этого времени. Оно не превышает 10^{-10} сек. В работе ³⁹ обнаружен ступенчатый характер спада напряжения при $E/p = 10^3-10^4$ в/см·мм рт. ст. и давлениях воздуха 1—10 мм рт. ст., причем длительность ступеньки напряжения составляет величину порядка 10^{-8} сек.

В работах ^{33, 34} было обращено внимание на роль «убегающих» электронов в плазме разряда. В наносекундном импульсном разряде степень ионизации плазмы близка к таковой в лавине критического размера. Согласно данным, приведенным в гл. 2, в азоте при давлении $p = 760$ мм рт. ст. и $E = 10^5$ в/см через $\sim 10^{-9}$ сек степень ионизации состав-

ляет 10^{-5} . Для лавин при давлении меньше атмосферного эта величина еще меньше³. При таких величинах степени ионизации столкновением между электронами и ионами при составлении баланса энергии электронов можно пренебречь, а учитывать только столкновения электронов с молекулами газа, что при энергии электронов $W \gg 5eU_i/2$ приводит к уравнению⁶³

$$dW/dx = eE - (2\pi e^4 n z / W) \ln(2W/\bar{\epsilon}), \quad (26)$$

где U_i — потенциал ионизации, $W = mv^2/2$, m , v , e — соответственно энергия, масса, скорость и заряд электрона, z — общее число электронов в молекуле, x — путь электрона вдоль линии поля, $\bar{\epsilon}$ — усредненная энергия возбуждения электронов, входящих в молекулу, n — плотность газа. Из (26) следует, что при $W = 2,72\bar{\epsilon}$ второй член будет максимальным. При этом

$$E = E_K = 4\pi e^3 n z / 2,72\bar{\epsilon}, \quad (27)$$

а $dW/dx = 0$.

Если $E > E_K$, то величина $dW/dx > 0$ и электроны в плазме разряда начинают непрерывно ускоряться. Величина E_K называется критическим полем «убегания» электронов. Из (27) следует, что $E_K/p = 3390z/\bar{\epsilon}$, где $\bar{\epsilon}$ — энергия в эв, E_K — в в/см, p — в мм рт. ст. Для азота $z = 14$, $\bar{\epsilon} \approx 130$ эв⁶⁴, $E_K/p \approx 365$ в/см·мм рт. ст.

Интеграл (26) показывает, что при $E/E_K \geq 2$ для $2E d\bar{\epsilon}/\bar{\epsilon} > 100$ (где d — длина промежутка) энергия электрона у анода, «убегающего» из прикатодной области, приближается к $W \approx eEd$, что должно приводить к рентгеновскому излучению из анода.

В работе⁶⁵ зарегистрировано рентгеновское излучение из разряда в гелии при атмосферном давлении при разряде между острым катодом и плоским анодом. Длительность импульса напряжения составляла 10 нсек, а амплитуда 240 кв. Измеренная энергия рентгеновских квантов составляла 10—13 кэв, а число ускоренных электронов было порядка 10^{11} . При разряде в воздухе в аналогичных условиях рентгеновского излучения в работе⁶⁶ зарегистрировано не было.

В работе³³ наблюдалось рентгеновское излучение в воздухе при атмосферном давлении, длине промежутка 0,4 мм и напряженности поля $1,3 \cdot 10^6$ в/см; амплитуда импульса, подаваемого на камеру, была равна 52 кв, длительность фронта 1 нсек. При этих условиях энергия квантов составляла ~ 20 кэв.

Зависимость интенсивности рентгеновского излучения от E/p исследована в работе⁶⁶. Электрическое поле в промежутке однородное, время нарастания поля 1 нсек. Напряженность поля ~ 100 кв/см, длина зазора 4 мм. Давление воздуха изменялось в пределах 80—760 мм рт. ст. Анод выполнен из пластинки алюминия толщиной 0,5 мм; за ней помещался сцинтиллятор, свечение которого регистрировалось ФЭУ.

Зависимости интенсивности рентгеновского излучения от E/p для воздуха и гелия представлены на рис. 17 (она измерялась после

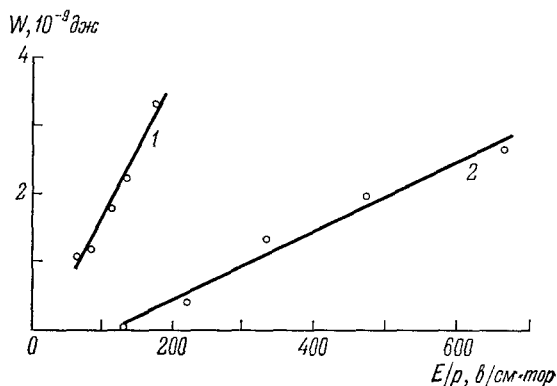


Рис. 17. Зависимость энергии рентгеновского излучения за один импульс от E/p в гелии (1) и воздухе (2).

прохождения Al-анода толщиной 0,5 мм внутри телесного угла 0,2π). Из рисунка следует, что в воздухе интенсивность резко падает с увеличением давления, в то время как для гелия даже при $p = 760$ мм рт. ст. она составляет значительную величину.

Измерение энергии квантов рентгеновского излучения в воздухе при $p = 80$ мм рт. ст. и в гелии при $p = 400$ мм рт. ст. было проведено методом фольг. Показано, что при разряде в воздухе при $p = 80$ мм рт. ст., длине зазора 0,4 см и напряжении между электродами 40 кэ максимальная энергия квантов рентгеновского излучения составила 16 кэв. Если предположить, что излучение вызвано электронами с энергией 16 кэв, то простые расчеты показывают, что при разряде в воздухе при давлении 80 мм рт. ст. имеется $\sim 5 \cdot 10^{10}$ электронов с такой энергией.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели импульсный электрический разряд в газах при существенных перенапряжениях на газовом промежутке, когда характерное время развития разряда составляет наносекунды и доли наносекунд. Для такого типа разряда характерно то, что время развития электронной лавины до критического размера сравнимо или меньше среднего времени жизни возбужденных молекул газа. Кроме того, критическое число электронов и соответствующее ему число возбужденных молекул в лавине сами снижаются с увеличением приложенного электрического поля. Это приводит к сильному снижению выхода фотонов из лавины и накладывает отпечаток на весь процесс разряда. Во-первых, разряд перестает быть стримерным в том смысле, что лавина, инициируемая одним или несколькими электронами, не приводит к образованию стримера и переходу его в канал разряда. При этом для завершения разряда необходимо образование большого числа электронных лавин за счет фотоэлектронов с катода. В этом смысле импульсный наносекундный разряд имеет много общих черт с таунсендовским разрядом. Однако, в отличие от последнего, электронная лавина развивается по экспоненциальному закону только в течение очень короткого времени, а затем из-за наличия поля объемного заряда ионов скорость роста частиц в лавине уменьшается. В дальнейшем за счет образования впереди головки лавины новых электронов образуется лавинная цепь, рост числа электронов в которой можно считать линейным во времени. Во-вторых, в таком разряде величина тока в газовом промежутке, сравнимая с предельным током, определяемым параметрами разрядного контура, достигается еще до того, как в промежутке образуются искровые каналы.

Такой объемный разряд наблюдается в воздухе, азоте и т. д. вплоть до давлений в несколько атмосфер в течение времени в несколько десятков наносекунд. В-третьих, после достижения большого тока в промежутке в нем наблюдается образование не одного, а большого числа искровых каналов. Причина образования каналов не установлена, а процессы в них еще не исследованы.

Картина существенно меняется, если увеличивать число электронов, инициирующих разряд. При многоэлектронном инициировании ток объемного разряда, сравнимый с предельным током контура, может быть получен без участия вторичных процессов только за счет развития первичных электронных лавин. Особый интерес представляет разряд, инициируемый пучком быстрых электронов. В этом случае объемный разряд при давлении газа до десятков атмосфер может быть получен даже при напряжении на промежутке существенно ниже статического пробивного напряжения.

Такой тип разряда находит применение при возбуждении газовых лазеров, работающих при высоком давлении, поэтому в дальнейшем необходимо исследовать условия оптимальной передачи энергии от накопителя в объем разряда.

При напряженности поля на промежутке более чем 10^5 в/см в газовом разряде начинает проявляться ряд новых явлений. Во-первых, при больших E/p энергия, теряемая электроном, становится меньше энергии, приобретенной им от поля. Это приводит к прогрессивному ускорению электронов и «убеганию» их из лавины, что проявляется в появлении рентгеновского излучения с анода. Во-вторых, на разряд могут влиять эффекты, характерные для вакуумного пробоя, такие, как электрический взрыв микроострий на катоде и появление взрывной эмиссии электронов. Однако такой тип разряда исследован еще мало.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Л е б, Основные процессы электрических разрядов в газах, М., Гостехиздат, 1950, гл. 5.
2. Д. М и к, Д. К р э г с, Электрический пробой в газах, М., ИЛ, 1960, гл. II и IV.
3. Г. Р е т е р, Электронные лавины и пробой в газах, М., «Мир», 1968, гл. 5.
4. Г. А. В о р о б ь е в, Г. А. М е с я ц, Техника формирования высоковольтных наносекундных импульсов, М., Атомиздат, 1963, гл. III—IV.
5. Г. Ф о л ь р а т, Г. Т о м е р, сборник «Физика быстропотекающих процессов», т. 1, М., «Мир», 1971, стр. 96.
6. С. Б р а у н, Элементарные процессы в плазме газового разряда, М., Атомиздат, 1961, гл. 3.
7. H. S c h l u m b o h m, Zs. Phys. **182**, 317 (1965).
8. H. S c h l u m b o h m, *ibid.* **184**, 492 (1965).
9. W. S r o k a, Phys. Lett. **14**, 301 (1965).
10. A. P r z y b y l s k i, Zs. Phys. **168**, 504 (1962); G. W. P e n n e y, R. E. V o s h a l l, Trans. Am. inst. Elec. Engrs. **1**, 398 (1962); W. B e m e r t, H. F e l t, Zs. angew. Phys. **8**, 424 (1956); A. P r z y b y l s k i, Zs. Phys. **151**, 264 (1958).
11. T. H. T e i c h, *ibid.* **199**, 378 (1967).
12. T. H. T e i c h, *ibid.*, S. 395.
13. W. L e g l e r, *ibid.* **143**, 173 (1955).
14. K. W a g n e r, Zs. Naturforsch. **19a**, 516 (1964); H. A k t o n, Ann. Phys. **18**, 178 (1966).
15. Г. А. М е с я ц, А. М. И с к о л ь д с к и й, В. В. К р е м н е в, Л. Г. Б ы ч к о в а, Ю. И. Б ы ч к о в, ЖИМТФ, № 3, 77 (1968).
16. В. В. К р е м н е в, Г. А. М е с я ц, Ю. Б. Я н к е л е в и ч, Изв. вузов (Физика), № 2, 81 (1970).
17. K. J. S c h m i d t - T i e d e m a n, Zs. Naturforsch. **14a**, 989 (1959).
18. J. M a u r e l et al., C.R.Ac. Sci. **A266**, 1390 (1968).
19. K. R i c h t e r, Zs. Phys. **180**, 489 (1964) (см. перевод в ³).
20. H. T h o l l, Zs. Naturforsch. **18a**, 587 (1963).
21. R. S t r i g e l, Elektrische Stossfestigkeit, B., Springer-Verlag, 1952.
22. L. M a l t e r, Phys. Rev. **49**, 879 (1936); H. P a e t o w, Zs. Phys. **111**, 770 (1939).
23. Экзоэлектронная эмиссия, М., ИЛ, 1962.
24. М. И. Е л и н с о н, Г. Ф. В а с и л ь е в, Автоэлектронная эмиссия, М., Физматгиз, 1958, гл. 2.
25. И. Н. С л и в к о в и д р., Электрический пробой и разряд в вакууме, М., Атомиздат, 1966; гл. II и IV; W. S c h o t t k y, Zs. Phys. **14**, 63 (1923).
26. R. P. L i t t l e, W. T. W h i t n e y, J. Appl. Phys. **34**, 2430 (1963).
27. Г. А. Б о г д а н о в с к и й, ФТТ **1**, 1921 (1959).
28. R. V. L a t h a m, E. B r a u n, Proc. of the 3rd International Symposium of Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, P., 1968, p. 123.
29. K. K e r n e r, Zs. angew. Phys. **8**, 1 (1956).
30. A. J. R o b e r t s o n et al., Brit. J. Appl. Phys. **14**, 278 (1963).
31. C. J. B e n n e t e et al., Amer. Inst. Aeronaut. Astronaut. **3**, 284 (1965).
32. D. A l p e r t et al., J. Vacuum Sci. Technol. **1**, 35 (1964).
33. Ю. Л. С т а н к е в и ч, ЖТФ **40**, 1476 (1970).
34. Ю. Л. С т а н к е в и ч, М. С. К а л и н и н, ДАН СССР **177**, 72 (1967).

35. Г. А. Месяц, Ю. И. Бычков, ЖТФ 37, 1712 (1967).
36. Г. А. Месяц, Ю. И. Бычков, А. М. Искольдский, *ibid.* 38, 1281 (1968).
37. R. C. Fletcher, *Phys. Rev.* 76, 1501 (1949).
38. D. Goodall, R. Hancocks, *Proc. of the 6th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Paris, 1963, p. 337.
39. Л. Г. Бычкова, Ю. И. Бычков, Г. А. Месяц, *Изв. вузов (Физика)*, № 2, 36 (1969).
40. G. A. Mesyats, Yu. I. Bichkov, 9th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Bucharest, 1969, p. 262.
41. Ю. И. Бычков, Л. Г. Бычкова, *Электронная техника*, сер. 3, вып. 2, 39 (1967).
42. Ю. Е. Нестерихин и др., ЖТФ 34, 40 (1964).
43. В. В. Кремнев, Г. А. Месяц, ЖПМТФ, № 1, 40 (1971).
44. В. В. Воробьев, А. М. Искольдский, ЖТФ 36, 2095 (1966).
45. Л. Г. Бычкова, Ю. И. Бычков, Г. А. Месяц, Я. Я. Юрик, *Изв. вузов (Физика)*, № 11, 24 (1969).
46. Ю. И. Бычков и др., ЖТФ 42, вып. 7 (1972).
47. G. A. Mesyats, Ya. I. Vuchkov, Yu. D. Korolev, 10th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Oxford, 1971, p. 168.
48. Ю. И. Бычков и др., Труды IV Всесоюзной конференции по физике и генераторам низкотемпературной плазмы, Алма-Ата, Казах. политех. ин-т, 1970, стр. 460.
49. И. П. Афонин и др., ПТЭ, № 2, 138 (1971).
50. Г. А. Месяц, В. В. Кремнев и др., ЖТФ 39, 75 (1969).
51. Ю. Е. Нестерихин, Р. И. Солоухин, *Методы скоростных измерений в газодинамике и физике плазмы*, М., «Наука», 1967, гл. III и V.
52. F. R. Dickey, *J. Appl. Phys.* 23, 1336 (1952).
53. P. Felsenthal, J. M. Prou, *Phys. Rev.* 139, 1796 (1965) (см. перевод в 3).
54. R. C. Fletcher, *Rev. Sci. Instr.* 20, 12 (1949).
55. Ю. П. Усов, Кандидатская диссертация (Томск, ТПИ, 1963).
56. Б. М. Ковальчук, В. В. Кремнев, Г. А. Месяц, *ДАН СССР* 191, 76 (1970).
57. T. F. Godlove, *J. Appl. Phys.* 32, 1589 (1961).
58. S. Stolen, см. 40, p. 259.
59. Б. М. Ковальчук, В. В. Кремнев, Г. А. Месяц, Ю. Ф. Поталицын, ЖПМТФ, № 6, 21 (1971).
60. Н. Г. Басов и др., *Квантовая электроника*, № 3, 121 (1971); А. К. Лафламе, *Rev. Sci. Instr.* 41, 1578 (1970) [см. перевод: Приборы для научных исследований, № 11, 48 (1970)].
61. Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, *Письма ЖЭТФ* 13, 7 (1971); С. П. Бугаев, Г. А. Месяц и др., *ДАН СССР* 192, 309 (1970).
62. Г. К. Карцев, Г. А. Месяц и др., *ibid* 192, 309 (1970).
63. А. В. Гуревич, ЖЭТФ 39, 1296 (1960).
64. С. В. Стародубцев, Л. М. Романов, *Прохождение заряженных частиц через вещество*, Ташкент, Изд-во АН Узб. ССР, 1951.
65. R. C. Noggle et al., *J. Appl. Phys.* 39, 4746 (1968).
66. В. В. Кремнев, Ю. А. Курбатов, ЖТФ 42, 795 (1972).