

УДК 537.5

## Плазменный механизм развития начальных стадий пробоя газов высокого давления

О. А. Омаров, А. А. Рухадзе

*Исходя из результатов экспериментальных и теоретических исследований начальных стадий электрического пробоя в газах высокого давления, дается дальнейшее развитие представлений об образовании на этих стадиях плазмы с высокой концентрацией заряженных частиц. Под начальными стадиями понимаются три: зарождение и нарастание лавины ионизации; переход лавины в плазменное состояние и далее в плазменный стример. Эти стадии, по существу, определяют характер развития пробоя вплоть до его завершения. Качественно описан механизм распространения плазменных стримеров, который связывают с фотоионизацией, производимой коротковолновым оптическим тепловым излучением стримера и излучением из неравновесной переохлажденной плазмы стримера, возникающим в процессе трехчастичной ударной рекомбинации. Вновь зарождающиеся при этом лавины и стримеры распространяются в усиленном электрическом поле, что и приводит к эффективному ускорению процесса перекрытия разрядного промежутка. Получены формулы для времен перехода между различными стадиями и скоростей распространения фронтов ионизаций на начальных стадиях.*

PACS: 52.80.Mg

*Ключевые слова:* ионизация, пробой, лавина, стример, плазма, разрядный промежуток.

### Введение

Несмотря на обилие работ, посвященных изучению электрического пробоя газов высокого давления [1—19], до настоящего времени нет адекватной модели этого процесса, позволяющего опи-

сывать все его стадии. Изучение физики таких разрядов в газах во многом определяется знанием начальных стадий пробоя газов повышенного давления.

Пробой газов высокого давления можно разделить на три фазы:

начальные лавинно-стримерные стадии образования искры;

формирование и развитие искрового канала; переход к квазистационарной дуге.

Эти фазы сильно отличаются одна от другой по таким параметрам как времена развития, вольт-амперные характеристики, характер излучения (спектральный состав и интенсивность), концентрация и температура заряженных частиц, степень ионизации газа и т. п.

---

**Омаров Омар Алиевич**, профессор.

Дагестанский государственный университет.

Россия, 367000, Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43-а.

E-mail: inproao@mail.ru

**Рухадзе Анри Амвросьевич**, профессор, главный научный сотрудник.

Институт общей физики им. А. М. Прохорова, РАН.

Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.

E-mail: rukh@fpl.gpi.ru

Статья поступила в редакцию 26 февраля 2010 г.

Начальная фаза искровых разрядов имеет длительность от нескольких единиц до десятков наносекунд в отличие от канала и дуги, которые имеют значения от сотен наносекунд до микросекунд. В свою очередь начальная фаза разряда состоит из нескольких стадий, которые характеризуются относительно слабым свечением и нерегулярной структурой, что затрудняет их диагностику спектроскопическими и оптическими методами. В то же время именно эти стадии во многом определяют развитие пробоя газов в целом.

Как показано в работах [6—19], развитие начальных стадий пробоя в зависимости от условий эксперимента (интенсивности предыонизации, внешнего поля, давления) может происходить либо с образованием стримеров, либо через формирование однородного объемного разряда, так называемого "квазистримерного пробоя" [18]. Такое подразделение связано с условиями развития лавин ионизации до критического усиления, причем если поле объемного заряда лавины искажает внешнее поле, то наблюдается стримерный пробой, в противном случае "квазистример" образуется во всем объеме промежутка.

Современные представления о физике электрического пробоя газов основаны на экспериментальных и теоретических исследованиях процесса развития начальных стадий ионизации газа в электрических полях [6—25].

Основные этапы исследований включают:

определение электронной концентрации, температуры и изучение кинетики ионизации;

рассмотрение процессов формирования объемного заряда и экранировки внешнего поля с образованием плазменных лавин и стримеров;

выделение физического механизма распространения фронта ионизации.

Учитывая, что ранние работы достаточно полно обобщены в монографиях [1—6], ниже обсуждаются результаты последних работ, причем основное внимание уделено зарождению и развитию "плазменных лавин и стримеров", а также изложению физической, называемой в дальнейшем "плазменной", модели развития электрического пробоя газов [6, 9, 20, 22].

Необходимо внести ясность в терминологию. Как показывает эксперимент, с приложением импульса напряжения к разрядному промежутку начинаются ионизационное размножение заряженных частиц и распространение фронта ионизации вплоть до перекрытия разрядного промежутка. Эту фазу разряда принято называть "начальной фазой", которую в свою очередь можно разделить на три стадии:

первая — соответствует росту концентрации до  $\sim 10^{11}—10^{12} \text{ см}^{-3}$ , лавина расширяется по радиусу

со скоростью электронной диффузии и движется к аноду со скоростью дрейфа электронов во внешнем электрическом поле;

вторая — переход лавины в плазменное состояние с торможением радиального расширения лавины;

третья — связана с образованием нерасширяющегося плазменного стримера, замедляющегося движением к аноду и увеличивающегося концентрацией заряженных частиц до значения  $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , при котором происходит полная экранировка внешнего поля в плазменном образовании.

Далее проявляются оптические плазменные процессы — тепловое и рекомбинационное излучения стримера как вторичный механизм зарождения новых лавин, которые распространяются с большими скоростями в усиленном электрическом поле.

В зависимости от чувствительности измерительной аппаратуры экспериментаторы регистрируют в основном вторую и третью стадии процесса, чем объясняется различие в результатах: одни получают концентрации  $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , а другие  $> 10^{13}—10^{16} \text{ см}^{-3}$ . В связи с этим предлагается использовать следующую терминологию стадий:

первую (как и называли раньше) — "развитие электронной лавины";

вторую — "переход лавины в плазменное состояние без изменения скорости";

третью — "плазменный стример".

Следует подчеркнуть, что только перекрытие промежутка "плазменным стримером" приводит к перераспределению электрического поля, образованию катодного пятна как источника пучка убегающих электронов и искрового канала.

### **Краткий обзор представлений о развитии лавины ионизации, ее перехода в плазменную лавину и "плазменный стример"**

Одним из первых исследователей, наблюдавших развитие лавины ионизации, был Г. Петер [5, 7]. Им подробно рассмотрены методы наблюдения электронных лавин и стримеров и приведены фотографии одиночных лавин и стримеров, снятых в камере Вильсона.

Эти эксперименты наглядно показали, что пробой начинается лавинным ионизационным процессом, имеющим капельную форму как результат диффузии электронов. По известному профилю лавины вычисляется тепловая энергия электронов, которая оказывается равной нескольким электрон-вольтам. В зависимости от величины отношения напряженности приложенного электрического поля к давлению газа дрейфовая скорость электронов в лавине меняется в широких пределах: от  $10^6$  до

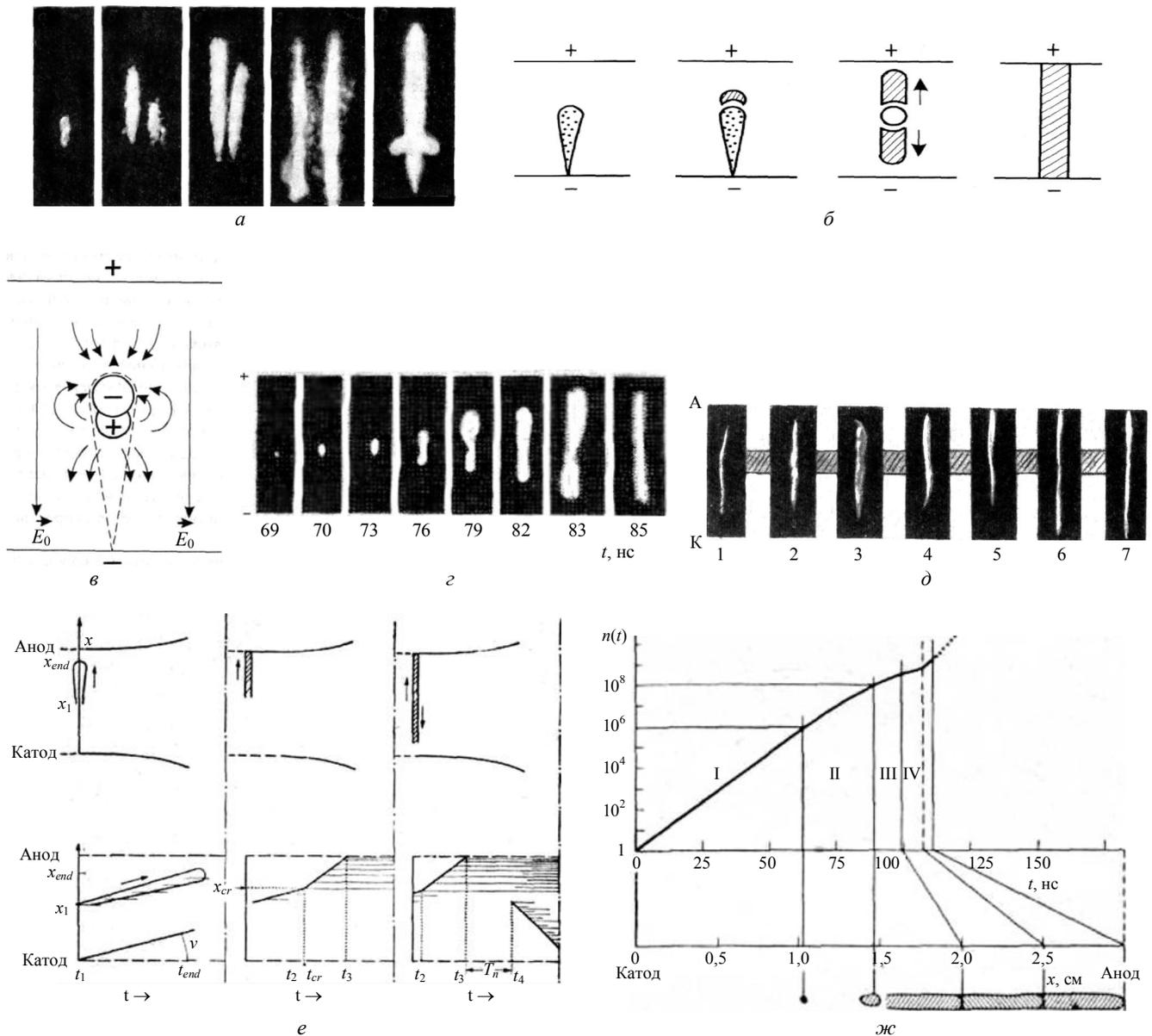
$10^8$  см/с. Дрейфовая же скорость ионов на два порядка меньше и составляет  $10^4$ — $10^6$  см/с. Поэтому скорость распространения лавины определяется дрейфовой скоростью электронов.

Изучение развития лавин с очень большим усилением (увеличением плотности электронов в  $\sim 10^7$ — $10^8$  раз) позволило заключить, что лавина по достижении критического усиления трансформируется в разнонаправленные фронты ионизации, движущиеся со скоростями, примерно на порядок большими скорости дрейфа лавины при данных условиях.

По мнению Г. Ретера, это происходит вследствие искажения внешнего поля полем простран-

ственного заряда лавины и ее перехода в так называемый "плазменный стример". Излучение, ионизирующее газ из головки стримера, также играет определенную роль в появлении разнонаправленных ускоренных стримеров. Радиус стримера в опытах Г. Ретера [5] составлял  $\sim 10^{-2}$  см.

На рис. 1, а—ж представлены схематическое изображение пространственного перехода лавины в "плазменные стримеры" и фотографии процесса развития анодо- и катодо-направленных стримеров. Время зарождения лавины и расстояние, проходимое последней от катода до ее трансформации в стример, названы критическими [5, 8].



**Рис. 1. Развитие лавины ионизации:**

а — переход лавины в стример, сфотографированный в камере Вильсона (воздух, 270 Торр); б — схема лавинно-стримерного перехода, соответствующая рис. а; в — искажение электрического поля  $E_0$  пространственным зарядом лавины с большим усилением; г — покадровая съемка стримера в искровой камере; д — фотография процесса развития анодо- и катодо-направленных стримеров (1—7) для  $N_2$  с добавкой метана при  $p = 300$  Торр; е, ж — схематическое изображение временного и пространственного переходов лавины в стримеры

Экспериментальные исследования пробоя газов высокого давления привели к обилию данных о характере зарождения и развития стримеров. Обзор этих работ дан в публикациях [1—6, 17]. Анализ работ по пробоям газов позволяет выявить следующие наиболее общие закономерности:

- стримеры могут возникнуть из лавин в одной либо в нескольких областях разрядного промежутка и распространяться одновременно к обоим электродам;
- скорость распространения стримеров меняется от  $10^7$  до  $10^9$  см/с, при этом она на порядок превосходит скорость дрейфа лавины;
- излом на графиках зависимости скорости от времени соответствует началу распространения стримеров.

На стримерных стадиях разряда различные авторы получали токи от нескольких десятков миллиампер до сотен ампер, что соответствует электронным концентрациям от  $10^{11}$  до  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> [1—27].

Отметим, что с появлением работ по оптическим и спектральным измерениям начальных стадий пробоя газов [7—9, 22] было показано, что переход лавины в стример соответствует моменту торможения лавины, а момент остановки стримера — экранировке внешнего электрического поля в развивающейся плазме. Обнаруженная при значительных перенапряжениях дискретная структура распространения стримеров является ярким проявлением их плазменных свойств [16, 17, 22, 26—30].

Известно, что стример представляет собой слабосветящееся образование, процессы ионизации атомов в котором сосредоточены в его головке. За ней имеется слабоионизованный и почти нейтральный плазменный канал, вдоль которого по направлению к положительному электроду движутся электроны, создаваемые в головке. В стримерном канале различают две области: "активную" — пространство вокруг головки стримера, в которой имеет место интенсивная ионизация газа, и "пассивную", лежащую между головкой стримера и электродом и обладающую проводимостью [27].

Привлекает внимание тот факт, что начиная с полного числа носителей  $N_c > 10^6$ — $10^7$  плазменная лавина трансформируется в анодонаправленный, а потом в катодонаправленный стримеры. При этом скорость фронта ионизации в 2,5—3 раза превышает дрейфовую скорость, и стример приобретает свойства плазменного шнура [21].

В работе [22] приведены расчеты плотности заряженных частиц, проводимости и напряженности электрического поля на концах и внутри стримера. На основе этих данных показано, что стример является хорошо проводящим плазменным образованием. Фотографии, показывающие его сжатие и расширение (пульсации) в процессе развития,

приведены в работе [26]. Эти результаты хорошо согласуются с расчетами, приведенными в работе [27], ясно показывающими возможность сжатия стримера.

В работе [7] исследовано излучение различных стадий развития искры (лавины, плазменный стример, плазменный канал) в азоте при  $p = 300$  Торр, поле однородно,  $d = 2$  см, превышение порога пробоя\*  $W = 20$  %, или  $E_0/p = 50$  В/(см·Торр), которое позволило проследить за стримерной стадией пробоя.

Условия эксперимента подбирались так, что лавина стартует с катода при  $x = 0$  и распространяется по направлению к аноду. На расстоянии  $x = 14$  мм ( $t = 90$  нс) при плотности электронов в лавине  $n_c \sim 10^{11}$  см<sup>-3</sup> последняя переходит в плазменное состояние, а затем превращается в плазменный стример; появляются катодо- и анодо-направленные стримеры, замыкающие разрядный промежуток. Излучение на этой стадии (в интервале времени 90—150 нс) состоит из линий второй положительной группы молекулы азота N<sub>2</sub>, возбуждаемой электронным ударом.

Этот тип излучения имеет место до начала разогрева плазмы в предпробойном канале, и его интенсивность в это время возрастает примерно в  $10^5$  раз. Электроны имеют среднюю энергию 2—4 эВ, однако ионы и нейтральные частицы еще не нагреты. Степень ионизации на ранней стадии составляет величину  $>10^{-6}$ . Электронные плотности, оцененные по излучению молекул азота, возрастают от  $10^{11}$  до  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> в течение интервала времени от нескольких десятков до сотен наносекунд. Свет, испускаемый на этой стадии, состоит из линий атомов и ионов азота (ионы указывают на диссоциацию молекул азота) и рекомбинационного континуума.

Было обнаружено, что переход в плазменный канал (торможение стримера) происходит при разрядном токе  $\approx 10$  А. В головке плазменного стримера были зарегистрированы электронные плотности до  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Совпадение температур, полученных методом относительной интенсивности для различных пар линий, свидетельствует о наличии локального термодинамического равновесия (ЛТР) в плазменном канале.

Изучение начальных стадий электрического пробоя газов высокого давления [9, 22] привело к обнаружению дискретности при распространении "плазменного стримера". Начиная с определенных перенапряжений начальные картины пробоя ме-

\* Порогом пробоя называется напряженность статического электрического поля, выше которого происходит пробой газа без предыонизации. При превышении порога пробоя говорят о перенапряженности, которую принято выражать в процентах (см. Приложение).

няются. В этом случае регистрируется плазменный стример, который гаснет и вновь появляется через время  $\geq 5$  нс на том же месте, но уже бóльших размеров, чем при первом свечении; затем гаснет и возникает вновь, при этом удлиняясь и все быстрее распространяясь со средней скоростью  $\geq 10^8$  см/с к электродам, и так до перекрытия промежутка.

На рис. 2 представлены фотографии начальных стадий импульсного пробоя в гелий при перенапряженностях  $>150$  %. Видно, вначале возникает диффузное свечение, затем в катодной области возникает пульсирующий по яркости "плазменный стример", который, скачкообразно удлиняясь к обоим электродам, приводит к образованию сильно ионизованного плазменного канала.

В табл. 1 представлены результаты, характеризующие скачкообразное перекрытие "плазменным стримером" разрядного промежутка в различных газах [17] повышенного давления при импульсном перенапряженном пробое. Анализируя результаты оптических и спектральных измерений, коррели-

рованных с вольт-амперными характеристиками (ВАХ), можно заключить, что при пробое газов высокого давления наблюдается:

при незначительных перенапряжениях (для He, Ar, N<sub>2</sub>, соответственно,  $<150$ , 100 и 16 %) с началом резкого спада напряжения возникают лавины, перекрывающие промежуток со скоростями порядка скорости электрического дрейфа электрона,  $\geq 10^7$  см/с;

во всех исследованных газах при значительных перенапряжениях (до 400 %) возникают мерцающие плазменные стримеры, распространяющиеся со скоростями, почти на порядок большими скорости дрейфа электронных лавин при этих же условиях. Затем наблюдается образование узкого канала (диаметром  $\approx 0,1$  мм), расширение которого приводит к горению квазистационарной дуги; концентрация электронов на стадии плазменного стримера составляет  $\approx 10^{14} \div 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, а температура несколько электрон-вольт.

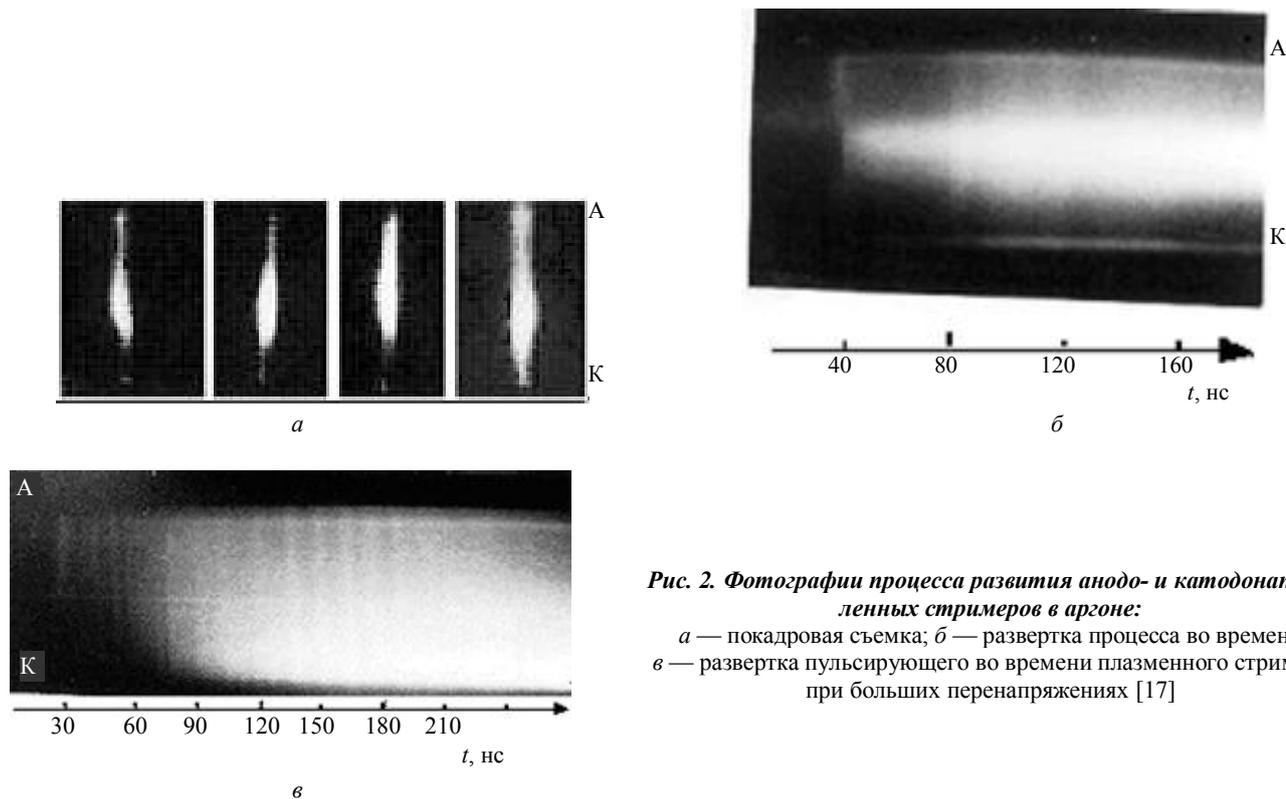


Рис. 2. Фотографии процесса развития анодо- и катодонаправленных стримеров в аргоне:

*a* — покадровая съемка; *б* — развертка процесса во времени; *в* — развертка пульсирующего во времени плазменного стримера при больших перенапряжениях [17]

Таблица 1

Газ	Длина промежутка $d$ , мм	Давление $p$ , Торр	Пере-напряжение $W$ , %	Время между последовательными стримерами $\Delta t$ , нс	Средняя скорость перекрытия промежутка, см/с	Диаметр, мм	Среднее удлинение за скачек $\Delta L$ , мм
He	10	800	380	5—10	$5 \cdot 10^7$	0,6	1,2
Ar	10	800	110	5—10	$9 \cdot 10^7$	0,4	1,5
N <sub>2</sub>	3	800	23	3—6	$5 \cdot 10^7$	0,37	0,8
Воздух	3	760	38	3—6	$7 \cdot 10^7$	0,44	0,9
SF <sub>6</sub>	3	450	24	3—6	$6 \cdot 10^7$	0,37	0,7

В табл. 2 сведены результаты измерений основных параметров стримерного пробоя в различных газах. Видно, что при электрическом пробое газов высокого давления возникают "плазменные стримеры" с радиусом —  $10^{-2}$  см, температура и концентрация может составлять, соответственно,  $\sim 1 \div 15$  эВ и  $10^{14} \div 10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

т. е. происходит экранировка внешнего поля на дебаевской длине.

Появление плотной плазмы перераспределяет электрическое поле, усиливая его в пространстве, не занятом плазмой. Поле в области, занятой плазмой, падает, что приводит к падению температуры электронов в этой области. Начинается бурная ре-

Таблица 2

Газ	Длина разрядного промежутка $d$ , мм	Давление $p$ , Торр	Напряженность внешнего поля $E_0$ , кВ/см	$E_0/p$ , В/(см·Торр)	Концентрация электронов $n_e$ , $10^{16}$ см <sup>-3</sup>	Температура электронов $T_e$ , $10^4$ К	Дрейфовая скорость электронов $10^7$ см/с	Скорость стримера, $10^7$ см/с	Плотность тока в стримере, $10^2$ А/см <sup>2</sup>	Частота упругих столкновений $v_e \cdot 10^{12}$ с <sup>-1</sup>	Частота ионизационных столкновений $v_i \cdot 10^8$ с <sup>-1</sup>	Напряженность поля в стримере $E_{pl}$ , кВ/см
He	10	800	11,3	14	1	2,1	1,1	5	3,5	1,8	1,01	0,23
Ar	10	800	14,3	17,9	3	3,5	0,6	9	15,9	0,44	30	0,08
N <sub>2</sub>	3	800	47,3	58,6	6	2,6	1,9	6	8,4	4,4	16,1	0,22
Воздух	3	760	35	45,9	7	4	1,6	7	13,2	4,1	8	0,27
Ne	30	730	16	21,9	0,004	-	0,6	80	1,8	0,88	4	0,4
N <sub>2</sub>	20	30	15	50	2,5	5	1,6	10	4,5	1,7	3,1	0,11

Интересно отметить, что с возникновением мерцающего плазменного стримера скорость его распространения резко возрастет, что говорит об изменении механизма распространения стримера как волны ионизации.

Экспериментальные данные оптических измерений начальных стадий пробоя газов высокого давления позволяют заключить, что:

- за время развития лавины ионизации в ней устанавливаются максвелловское распределение по скоростям как для электронов, так и для ионов, и режим ЧЛТР (частичного ЛТР);
- лавина ионизации может перейти в плазменное состояние еще до образования стримера при  $r_l \geq r_D$ , т. е. радиус лавины становится больше дебаевского радиуса;
- в лавине ионизации к моменту перехода к стримерам концентрация электронов  $n_e$  достигает значения  $\sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, а температура  $T_e \sim 2-5$  эВ;
- на стримерной стадии удовлетворяется условие  $r_l \gg r_D$ , т. е. радиус лавины значительно больше радиуса Дебая.

Сопоставление динамики изменения тока с пространственно-временными картинами развития разряда позволило предположить следующий механизм формирования стримерного пробоя в гелии.

На первой стадии при нарастании ионизации в лавине до электронных концентраций  $\approx 10^{11}-10^{12}$  см<sup>-3</sup> создаются условия образования плазменного состояния (радиус лавины становится соизмеримым с радиусом Дебая,  $r_l \approx r_D$ ).

На второй стадии, когда концентрация электронов в лавине достигает значения  $>10^{13}$  см<sup>-3</sup>, создаются условия для перехода лавины в плазменный стример (выполняется условие  $r_l \approx r_D$ ),

комбинация плазмы, которая сопровождается интенсивным рекомбинационным излучением из переохлажденной плазмы и зарождением новых лавин, обеспечивая тем самым распространение плазменной области (стримера) вглубь промежутка до перекрытия разрядного промежутка. Этот процесс возбуждения излучения из плазмы стримера носит периодический (мерцающий) характер, что соответствует периодичности распространения стримеров и большой скорости перемещения фронта к обоим электродам [17, 31].

### Гидродинамическая модель зарождения и развития стримера как плазменного образования

Исходя из представлений о плазменном состоянии стримера, в работах [6, 9, 10, 17] была разработана простая гидродинамическая модель пробоя газа, начиная с зарождения лавины ионизации, перехода ее в плазменную лавину и плазменный стример. Зародившись с одного или небольшого числа электронов, лавина удлиняется в направлении поля со скоростью электрического дрейфа электронов и расширяется по радиусу с диффузионной скоростью, которая на порядок меньше скорости дрейфа.

Предполагается для определенности, что лавина зарождается в центре разрядного промежутка (рис. 3). Когда радиус лавины превышает дебаевский радиус и основной объем лавины представляет собой квазинейтральную плазму, расширение лавины прекращается. Удлинение лавины при этом продолжается с прежней скоростью, если только напряженность внешнего поля достаточно велика, так что выполняется неравенство.

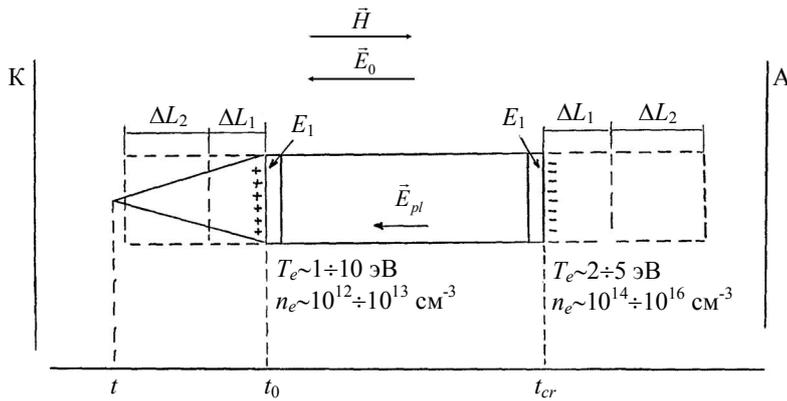


Рис. 3. Схематический вид перехода лавины в плазменное состояние ( $r_D \geq r_b$ ,  $E_1 \ll E_0$ ,  $t_0$ ) и в стример ( $r_D \ll r_b$ ,  $E_1 \approx E_0$ ,  $t_{cr}$ ),  $\Delta L_1$ ,  $\Delta L_2$  — удлинение стримера [17, 32]

По достижении лавиной критических параметров температуры, концентрации, длины и т. д., являющихся функциями напряженности внешнего поля и давления, поля разделения зарядов, сосредоточенных в головке и хвосте лавины, сравниваются с внешним полем, и лавина тормозится, переходя в стример. Внешнее поле больше не проникает в плазму, а экранируется на границе плазмы в слое размером порядка дебаевского радиуса. В результате увеличения поверхностного заряда в головке и хвосте лавины поле впереди и сзади лавины возрастает, и пробой приобретает стримерный характер. При этом стример будет развиваться как в направлении анода, так и катода, другими словами, появляются катодо- и анодо-направленные стримеры.

Из экспериментов следует, что лавина трансформируется сначала в анодо-направленный стример, скорость которого не превышает скорости дрейфа электронов во внешнем электрическом поле. Появление катодо-направленного и одновременное ускорение анодо-направленного стримеров могут быть объяснены вторичными процессами в газе. Из плазменной модели пробоя газов следует, что вследствие большей подвижности электронов по сравнению с ионами дебаевская экранировка внешнего поля в головке лавины устанавливается быстрее, чем в хвосте, т. е. поле разделения зарядов в дебаевском слое в головке лавины быстрее сравнивается с внешним, чем поле разделения зарядов в хвосте лавины. Поэтому последняя преобразуется сначала в анодо-направленный стример, когда же поле разделения зарядов в хвосте лавины также сравнивается с внешним полем, происходят переход лавины в стример и появление катодо-направленного и одновременное ускорение анодо-направленного стримеров.

На основании анализа характера распространения стримеров по направлению к электродам можно предположить, что причиной распространения стримера может быть вынужденное фотоионизирующее излучение из плазмы лавины, возникающее в результате ударно-излучательной рекомбинации. Выше отмечалось, что развернутая

во времени оптическая картина распространения стримеров имеет дискретную структуру по яркости. Характерно, что период скачкообразных удлинений стримеров в исследованных нами газах имеет значение  $\approx (1-3)$  нс, а скорость удлинения отдельного стримера больше  $10^9$  см/с. Средняя же скорость перекрытия разрядного промежутка стримерами  $\geq 10^8$  см/с [17].

В газах высокого давления характерные времена развития процессов, протекающих при электрическом пробое газов, порядка  $10^{-8}$  с, что намного превосходит время релаксации импульса электронов при упругом рассеянии на атомах ( $10^{-12}$  с). Длина пробега электронов ( $10^{-4}$  см) намного меньше характерных размеров  $\sim 10^{-2}$  см. Поэтому для описания этих процессов можно пользоваться гидродинамическими уравнениями в диффузионном приближении [7, 17]

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - \operatorname{div} \left( \frac{n_e e \bar{E}}{m v_{ea}} - \frac{\nabla n_e T_e}{m v_{ea}} \right) = v_i n_e = \frac{\partial n_i}{\partial t};$$

$$\frac{2}{3} v_{ea} \varepsilon - \delta(T_e) v_{ea} T_e - v_i (T_e + \frac{2}{3} I_i) = 0; \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \bar{E} = -4\pi e (n_e - n_i),$$

где  $\varepsilon = e^2 E^2 / 2m v_{en}^2$  — энергия, набираемая электроном в электрическом поле  $\bar{E} = \bar{E}_0 + \bar{E}_1$ ;

$\bar{E}_0$  — внешнее однородное поле (до начала пробоя);

$\bar{E}_1$  — поле, создаваемое электронами и ионами, образованными в процессе ионизации атомов при пробое;

$v_{en}$  — частота упругих столкновений электронов с атомами;

$\delta(T_e) \approx 2m/M$  — доля упругих потерь при столкновениях электронов с атомами с массой  $M$ ;

$v_i$  — частота ионизационных столкновений электронов;

$T_e$  — температура электронов или их энергия;

$I_i$  — потенциал ионизации атомов газа.

Отметим, что при написании системы (1) пренебрегли движением ионов и их температурой, которая порядка температуры атомов газа,  $T_i = T_o$ . Это означает, что пренебрегается амбиполярная диффузия, что характерно для стадии лавинной ионизации и плазменного стримера. Кроме того, в уравнении для баланса энергии (второе уравнение) пренебрегали потерями на излучение, что также вполне оправдано для начальных стадий пробоя. Следует заметить, что из-за неточности этого уравнения (оно, строго говоря, не учитывает и потери на возбуждение атомов) температуру электронов при вычислениях обычно берут из эксперимента и считают однородной.

Для простоты для величин  $v_{en}$  и  $v_i$  воспользуемся формулами борновского приближения, считая распределение электронов по скоростям максвелловским с температурой  $T_e$  [32]

$$v_{en} = \frac{4n_0\sigma_0\sqrt{T_e}}{\sqrt{2\pi m}}; \quad v_i = \frac{4\beta_0 n_0}{\sqrt{2\pi m T_e}} \exp(-I_i / T_e), \quad (2)$$

где  $\beta_0 z^* = 2\sigma_0 I_i$ ,  $z^*$  — эффективное зарядовое число ядра атома,  $n_0$  — плотность атомов газа.

Для простоты ниже считается  $z^* = 1$ , а поэтому

$$v_i \approx v_{en} \frac{2I_i}{T_e} \exp(-I_i / T_e). \quad (3)$$

До момента перехода лавины в стример плазменное поле мало, и в первом приближении им можно пренебречь. Тогда из второго уравнения (1) следует постоянство электронной температуры

$$T_e = f(E_0 / P_0).$$

Постоянство температуры электронов сохраняется до момента перехода лавины в плазменный стример, когда плазменное поле  $E_1$  полностью компенсирует внешнее поле, и температура резко начнет падать.

На стадии развития лавины ионизации, начиная с одного электрона, рост их концентрации определяется из первого уравнения системы (1) при условии

$$n_e(\vec{r}, 0) = \delta(\vec{r}),$$

Его решение имеет вид

$$n_e(\vec{r}, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left[v_i t - \frac{\rho^2 + (z - u_e t)^2}{4Dt}\right], \quad (4)$$

где  $D = \frac{v_{Te}^2}{v_{ea} m v_{ea}}$  — коэффициент электронной диффузии, характеризующий в основном радиаль-

ное расширение лавины до момента образования плазменного состояния в лавине.

Из (4) видно, что на этой стадии плотность электронов распределена внутри конуса, расширяющегося по радиусу с диффузионной скоростью и удлиняющегося вдоль поля (ось OZ) со скоростью электрического дрейфа электронов. При этом радиус головки лавины (т. е. при  $z = u_e t$ ) равен

$$r_{\lambda} = \sqrt{4Dt} = \sqrt{4Dz / u_e}. \quad (5)$$

Иное пространственное распределение имеют ионы, которые, согласно первому уравнению системы (1) в рассматриваемом приближении считаются неподвижными. Полное число ионов в лавине, естественно, должно равняться полному числу электронов. Но в головке лавины на ее оси плотность ионов мала по сравнению плотностью электронов, т. е.

$$n_i(\rho = 0, z = ut, t) \approx v_i n_e(\rho = 0, z = ut, t), \quad \text{при } v_e t \ll 1, \\ n_e(\rho = 0, z = ut, t) \approx n_e \quad \text{при } v_e t \gg 1.$$

Описанная картина расширения лавины будет продолжаться до тех пор, пока ее радиус меньше дебаевского радиуса электронов и индуцированное поле  $E_1$  пренебрежимо мало по сравнению с внешним полем  $E_0^2$ , а радиальное давление, вызываемое индуцированным полем  $E_1^2 / 4\pi$ , мало по сравнению с газокинетическим давлением электронов  $n_e T_e$ . Но как только радиус лавины достигнет дебаевского радиуса электронов, то из третьего уравнения системы (1), в котором плотностью ионов можно пренебречь, получим

$$E_1 \approx 4\pi n_e r_{De} = \sqrt{4\pi n_e T_e}. \quad (6)$$

С момента  $t = t_{1cr}$  поле  $E_1$  уже удерживает электроны, и их свободная диффузия прекращается; начинаются движение ионов и амбиполярная диффузия, скорость которой в  $\sqrt{M / m}$  раз меньше скорости электронной диффузии. Иными словами, расширение лавины практически прекращается.

Из (4) с учетом (6) и (5) находим для  $t_{1cr}$ :

$$v_i t_{1cr} = \ln\left(\frac{T_e^{3/2}}{4\pi e^2} \sqrt{\frac{v_i t_{1cr}}{v_{en} v_i}}\right), \quad n_{1cr} = \frac{m v_{en} v_i}{4\pi e^2 v_i t_{1cr}}; \quad (7) \\ r_{\lambda cr} = \sqrt{t_{1cr} v_{Te}^2 / v_{en}}.$$

При  $T_e = 3-5$  эВ,  $v_{en} = 10^{12}$  с<sup>-1</sup>,  $v_i = 10^{10}$  с<sup>-1</sup> имеем  $n_{1cr} = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>,  $t_{1cr} \approx 10^{-9}$  с и  $r_{\lambda cr} = 5 \cdot 10^{-3}$  см = 0,05 мм.

Эти оценки согласуются с экспериментальными данными для газов при атмосферном давлении. При  $t = t_{1cr}$  продольный размер лавины  $L_{1cr} = u_e t_{1cr} = 0,1$  см, т. е. более чем на порядок превосходит

радиус лавины. Таким образом, при  $t = t_{1cr}$  расширение лавины практически прекращается.

Продольный размер продолжает расти со скоростью  $u_e$  и пока  $E_1^2 > 8\pi n_e T_e$ , растет и плотность электронов.

Отметим, что неравенство выполняется практически всегда. Поскольку поле в плазме лавины на этой стадии остается большим, то и температура остается большой,  $T_e = 3—5$  эВ. Но как только достигается вторая критическая плотность, при которой

$$n_{2cr} T_e \geq \frac{E_0^2}{4\pi}, \quad (8)$$

разрядное поле экранируется плазмой лавины, лавина резко тормозится, и температура плазмы за время  $(\delta v_{en})^{-1} \sim 10^{-10} \div 10^{-9}$  с падает до температуры нейтралов. В этот момент ( $t = t_{2cr}$ ) плазменная лавина переходит в плазменный стример, в котором вследствие резкого падения температуры плазма оказывается неравновесной с большим избытком плотности.

Согласно [9], при 30 кВ/см и  $T_e = 5$  эВ плотность  $n_{2cr} = 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, что более чем на два порядка превышает  $n_{1cr}$  и согласуется с экспериментальными данными [17].

Теперь приведем теоретическую оценку времени  $t_{2cr}$ , когда происходит переход плазменной лавины в плазменный стример. Исходя из (6) получаем

$$v_i(t_{2cr} - t_{1cr}) = \ln \frac{n_{2cr}}{n_{1cr}} = \ln \frac{E_0^2}{4\pi n_{1cr} T_e}. \quad (9)$$

При  $T_e \sim 5$  эВ,  $n_{1cr} = 10^{12}$  см<sup>-3</sup> и  $E_0 = 30$  кВ/см имеем  $t_{2cr} \sim 3 \cdot 10^{-9}$  с, что также согласуется с экспериментом, при этом  $L_{2cr} = 1—3$  мм.

После образования плазменного стримера при экранировке поля в области, занятой плазмой, наступает третья стадия, сопровождающаяся охлаждением электронов, образованием неравновесной переохлажденной плазмы. Далее следуют быстрая рекомбинация и высвечивание рекомбинационного излучения, порождающего новые лавины как перед, так и позади (как анодо-, так и катодонаправленные) стримера. Вновь рожденные лавины развиваются быстрее вследствие усиления поля в этих областях, что повторяется вплоть до перекрытия разрядного промежутка искровым каналом.

### Рекомбинационное излучение из плазмы стримера, фотоионизация газа и ускоренное распространение стримера в усиленном поле

Переход плазменной лавины в момент  $t = t_{2cr}$  в плазменный стример сопровождается интенсивным рекомбинационным излучением из стримера.

Поскольку продольный размер стримера намного превосходит его поперечный радиус, то интенсивность излучения в продольном направлении намного больше, чем излучение в радиальном направлении, причем в оба направления: как вперед, вдоль внешнего поля, так и назад, навстречу полю. Этот факт, наблюдаемый во всех экспериментах, начиная с классиков [2—5], имеет простое объяснение: поскольку продольный размер излучателя (плазменного стримера) больше его поперечного размера, то и его излучение в продольном направлении ближе к излучению черного тела, а поэтому намного превосходит излучение стримера в поперечном направлении. Такое утверждение, справедливое в случае термодинамического равновесного излучателя, только усиливается, если излучатель неравновесен.

Учитывая вышесказанное, легко понять, почему классики физики пробоя газов [1—5] с самого начала именно излучение из плазмы стримера приняли за основной механизм распространения стримера вплоть до перекрытия разрядного промежутка и образования искры. Дело в том, что эксперименты показывали очень большую скорость распространения в разрядном промежутке (порядка  $10^8$  см/с и больше). Эти скорости превышают дрейфовую скорость электронов во внешнем электрическом поле, поэтому обычная тепловая ионизация газа и диффузионное распространение стримера (классическая его модель) не могли объяснить наблюдаемые скорости распространения стримера. Более того, фотоионизационный механизм распространения стримера как следствие рекомбинационного излучения хорошо объяснял эксперимент при пробоях в газовых смесях [6, 33]. Вместе с тем этот механизм не может объяснить пробой в однородных газах, состоящих из атомов одного сорта, поскольку энергия кванта рекомбинации недостаточна для ионизации атома в однородном газе. Выход был найден в работах [10], идея которых состоит в том, что эффективной фотоионизации газа высокого давления нет необходимости, чтобы рекомбинационные кванты ионизовали атомы нейтрального газа. Для этого достаточно их возбуждение до высоких уровней, лежащих выше края, так называемой "узкой" зоны, что достигается тепловым излучением из стримера на стадии высокой температуры плазмы. Возбужденные атомы в "узкой" зоне далее ионизируются рекомбинационным излучением из переохлажденной неравновесной плазмы стримера\*.

\* В литературе обсуждаются и другие механизмы распространения стримеров: ионизация атомов так называемыми "убегающими электронами" [8], волнами пространственного заряда [2—6] и др. Здесь все эти механизмы рассматриваться не будут, а потому читателя отсылаем к энциклопедии слабоионизованного газа [19].

Оценим времена описанных процессов. Из второго уравнения (1) или, что то же самое, уравнения баланса энергии, в котором пренебрегли процессами рекомбинации и ионизации, имеем

$$T_e = \sqrt{\frac{e^2 E_0^2}{24n_0^2 \sigma_0^2} \left( \delta(T_e) + \frac{2I_i}{T_e} (1 + 2I_i / 3T_e) \exp(-I_i / T_e) \right)^{-1}}$$

При  $E_0 = 30$  кВ/см и атмосферном давлении для воздушной плазмы  $T_e = 5$  эВ  $= 5 \cdot 10^4$  К. Примерно такое же значение следует из (1) и для других газов при небольших перенапряженностях. Вместе с тем температура нейтрального газа при интенсивном поглощении фотоионизационного излучения не превышает 0,1—0,2 эВ. После достижения стримером плазменного состояния происходит экранировка внешнего поля на длине порядка дебаевского радиуса перед его фронтом, температура плазмы стримера падает до температуры нейтрального газа, т. е. до 0,1—0,2 эВ за время порядка  $(\delta v_e)^{-1} \approx \left( \frac{m}{M} 3 \cdot 10^9 P_0 \right)^{-1}$  (где  $P_0$  — давление газа, Торр), т. е. за время  $10^{-9}$  с.

С падением температуры электронов резко увеличивается вероятность рекомбинации, которая определяется следующим уравнением (мы здесь учитываем трехчастичную или ударно-излучательную рекомбинацию [10])

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \beta_p n_e; \quad \beta_p = 6 \cdot 10^{-27} n_e T_e^{-9/2},$$

где  $T_e$  измеряется в эВ.

При  $n_e = 10^{15}$  см<sup>-3</sup> (характерная плотность электронов в плазменном стримере) время рекомбинации сравнивается со временем охлаждения вследствие упругих столкновений электронов с атомами при  $T_e \approx 0,3$  эВ. Так как при больших температурах вероятность рекомбинации, согласно (2), резко уменьшается, то считаем, что фотоионизация газа перед и позади (катодо- и анодо-направленные стримеры) стримера определяется именно временем охлаждения электронов при постоянной плотности  $n_e$

Длина свободного пробега рекомбинационного ультрафиолетового излучения в воздухе при атмосферном давлении, как отмечено в [7], составляет  $\approx 10^{-3}$  см. Резонансное излучение поглощаются на еще меньших длинах  $< 10^{-3}$  см. Поэтому рекомбинационное излучение из плазмы стримера способно создать непосредственно перед и позади стримера достаточно высокую предыонизацию и тем

самым породить новые лавины. Они в свою очередь после перехода в плазменную лавину будут двигаться в направлении анода в усиленном электрическом поле. В результате плазменный стример будет распространяться с большой скоростью, эффективно удлиняясь в обоих направлениях, как бы порождая как анодо-, так и катодо-направленные стримеры\*.

Чтобы оценить эффективную скорость распространения плазменного стримера, вычислим усиление поля в разрядном промежутке вследствие образования плазменного стримера и сокращения эффективной длины промежутка  $L(t)$ . Считаем, что первая лавина зародилась в центре разрядной камеры, перешла в плазменный стример, который распространяется в обе стороны. Поэтому

$$\frac{dL}{dt} = -2u_e(t) = -2 \frac{eE(t)}{mn_0 \sigma_0 v_{en}}. \quad (10)$$

Здесь  $E(t)$  — действующее поле на электроны вторичных лавин, т. е.

$$E(t) = 2 \frac{V_0}{L(t)}, \quad (11)$$

где  $V_0$  — постоянная разность потенциалов (напряжение) на разрядном промежутке.

Подставляя (11) в (10) и решая полученное уравнение для  $L(t)$  с начальным условием  $L(0) = L_0$ , после несложных вычислений получим закон изменения скорости дрейфа электронов в усиливающем во времени электрическом поле

$$u_e(t) = \frac{2u_0}{(1 - 8u_0 t / L_0)^{1/2}}, \quad (12)$$

где  $u_0 = eE_0 / mv_{en}$  — начальная скорость дрейфа электрона в поле  $E_0$ .

Из формулы (12) видно, что с развитием стримерного пробоя на стадии распространения стримера его скорость возрастает, и перекрытие промежутка происходит за время  $t_{br}$ ,

$$\int_0^{t_{br}} dt u_e(t) = L_0 / 2.$$

Отсюда находим

$$t_{br} = \frac{1}{8} \approx 0,12 L_0 / u_0. \quad (13)$$

\* Важную роль в зарождении новых лавин может играть также и тепловое излучение стримера. При температуре электронов  $\sim 3$ —4 эВ и  $n_e \approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup> это излучение способно эффективно ионизовать атомы газа и даже превосходить ионизацию атомов газа рекомбинационным излучением.

Таким образом, перекрытие разрядного промежутка происходит за время, почти на порядок меньшее, чем время прохождения промежутка дрейфующим электроном в исходном поле,  $t_0 = L_0/u_0$ . Этот результат согласуется с экспериментальными данными, в которых наблюдается именно такое ускорение распространения плазменного стримера [17]. Следует отметить, что оценка (13) справедлива, если  $t_{br} \gg t_{2cr} \gg t_{1cr}$ . Только при выполнении этих неравенств можно говорить об ускоренном распространении фронта ионизации и применимости изложенного выше стримерно-плазменного механизма развития начальных стадий электрического пробоя газов. Исходя из формул (7), (9), (13) и (3), легко показать, что эти неравенства выполняются при условиях

$$L_0 \gg \frac{u_0}{v_i} \gg \frac{v_{Te} v_{en}}{v_i^2} \approx \frac{v_{Te}}{v_i} \exp(I_i / T_e).$$

Итак, проведенная оценка скорости распространения стримера является заниженной, поскольку авторы считают, что в результате фотоионизации газа развивается только одна лавина. Если считать, что развивается много лавин, то скорость распространения увеличивается, что, по-видимому, имеет место в реальных условиях.

### Заключение

Из приведенного выше анализа начальных стадий пробоя газов высокого давления можно сделать следующие выводы.

1. Единый процесс стримерного пробоя газа условно можно разделить на три стадии. На первой стадии зарождается лавина ионизации от случайного электрона (либо от предьонизации внешним источником лавины), которая, развиваясь во времени, приводит к росту концентрации электронов, что вызывает искажение теплового электрического поля. В результате наблюдается переход лавины в плазменное состояние еще до искажения внешнего электрического поля; когда происходит экранировка теплового поля в радиальном направлении, наступает вторая стадия развития лавины ионизации при  $r_D \approx r_l$ .

Образование в лавине ионизации плазменной области приводит к прекращению ее расширения в радиальном направлении; в продольном же направлении (вдоль поля) плазменная лавина продолжает удлиняться со скоростью электронного дрейфа электронов во внешнем поле. Концентрация растет, растет и поле разделения зарядов. И это продолжается до тех пор, пока внешнее поле

заэкранируется и в продольном направлении. В этот момент при  $r_D \approx r_l$  плазменная лавина переходит в плазменный стример. Наступает третья стримерная стадия пробоя.

2. На третьей стадии пробоя падение электрического поля из-за продольной дебаевской экранировки вызывает остановку стримера, быстрое охлаждение электронов и интенсивную рекомбинацию. В плазменном стримере в процессе рекомбинации формируется мощный источник рекомбинационного излучения, зарождающий вне плазменной области вторичные лавины ионизации как анодо-, так и катодонаправленные. На этой стадии вновь рожденные вторичные лавины, искажающие внешнее электрическое поле по мере своего развития, приводят к быстрому прорастанию плазменной области в направлении к обоим электродам, т. е. к распространению стримера. Сначала появляется медленный анодный стример, распространяющийся со скоростью электрического дрейфа, затем происходит возникновение быстрого катодного и ускорение анодного стримера. Скорость распространения стримеров возрастает в связи с ростом поля вне плазменной области перед и позади фронта ионизации.

3. Для реализации стримерного пробоя необходимы давления газов  $p_0$  выше пороговых. Наличие порога снизу по давлению объясняется необходимостью быстрого охлаждения плазменных электронов. Вместе с тем имеется ограничение отношения  $E_0/p_0$  сверху, обусловленное необходимостью превышения порога пробоя. Важно отметить, что существуют ограничения как снизу, так и сверху для напряженности внешнего электрического поля. Оно определяется не только необходимостью превышения порога пробоя, но и условием перехода плазменной лавины в плазменный стример до достижения лавиной анода.

Существование пороговых напряженностей внешнего электрического поля и давлений газа согласуется с экспериментом так же, как и оценка времен перехода между различными стадиями пробоя и скоростей распространения стримеров.

### ПРИЛОЖЕНИЕ

Электрон в поле  $E_0$  за время между столкновениями приобретает скорость

$$u_e = \frac{eE_0}{mv_{ea}}, \quad (14)$$

где  $e$  — заряд электрона;  
 $m$  — масса электрона;

$\nu_{ea}$  — частота упругих столкновений электрона с атомами газа.

Для того чтобы ускоренный электрон мог ионизовать атом газа, скорость  $u_e$  должна удовлетворять условию

$$\frac{m u_e^2}{2} > I_i, \quad (15)$$

где  $I_i$  — потенциал ионизации атома ( $I_i \approx 10 - 15$  эВ).

Казалось бы, что это условие и определяет пороговое поле пробоя газа. Однако прежде чем подставлять в неравенство (15) величину  $u_e$ , ее следует определить из уравнения (14). Для этого запишем выражение  $\nu_{ea}$  в борновском приближении. В области малых энергий ( $\leq I_i$ ) с хорошей степенью точности имеем [32]

$$\nu_{ea} \approx \pi a_0^2 u_e n_a,$$

где  $a_0$  — эффективный радиус атомов газа ( $\sigma_0 = \pi a_0^2 \approx 10^{-15} - 10^{-16}$  см<sup>2</sup>);

$n_a$  — плотность атомов газа ( $n_a = 3 \cdot 10^{16} P_0$ , где  $P_0$  — давление газа, Торр).

Из (14) с учетом выражения для  $\nu_{ea}$  находим

$$u_e = \sqrt{\frac{e E_0}{m \sigma_0 n_a}}.$$

Подставляя это выражение в (15), получим для порогового поля пробоя газа

$$\frac{E_{0br}}{P_0} \approx \frac{6 \cdot 10^{16} \sigma_0 I_i}{e}. \quad (16)$$

Для воздуха при  $I_i \approx 15$  эВ,  $\sigma_0 \approx 2 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup> и атмосферном давлении находим  $E_{0br} \approx 2 \cdot 10^3$  кВ/см.

Оценка  $E_{0br}$  почти на два порядка превышает приведенные в табл. 1 и 2 экспериментальные значения. Это связано с тем, что электрон во внешнем поле вследствие упругих столкновений с атомами газа эффективно "греется" и приобретает энергию

$$T_e \approx \frac{M}{2m} \frac{m u_e^2}{2} = \sqrt{\frac{M}{2m}} \frac{e E_0}{\sigma_0 n_a}$$

Для ионизации газа достаточно, чтобы эта энергия 2-3 раза превышала потенциал ионизации атома, что понижает оценку (16) в  $\sqrt{M/m}$  раз, т. е. более чем на порядок.

В случае, когда разрядное поле превышает пороговое поле пробоя, говорят о перенапряжении (его принято измерять в процентах). Так, при превышении порогового поля в два раза перенапряжение равно 100 %.

Авторы выражают благодарность Н. О. Омаровой и В. С. Курбанисмаилову за ценные обсуждения и советы.

### Л и т е р а т у р а

1. Катцов Н. А. Электроника. — М.: Гостехиздат, 1959.
2. Мик Дж., Крэс Дж. Электрический пробой в газах. — М.: Мир, 1960.
3. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. — М.: Госатомиздат, 1961.
4. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. — М.: Гостехиздат, 1950.
5. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. — М.: Мир, 1968.
6. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. — М.: Наука, 1975.
7. Stritzke P., Sander I., Raether G. // J. Phys.D: Appl. Phys. 1977. V. 10. P. 2285.
8. Воробьев А. А., Руденко Н. С., Сметанин В. С. Техника искровых камер. — М.: Атомиздат, 1978.
9. Омаров О. А., Рухадзе А. А., Шнеерсон Г. А. // ЖТФ. 1979. Т. 49. С. 997; Омаров О. А., Рухадзе А. А. // Там же. 1980. Т. 50. С. 536.
10. Бройтман А. П., Омаров О. А., Решетняк С. А., Рухадзе А. А.: Краткие сообщ./ ФИАН. 1984. № 6. С. 50; № 8. С. 27, № 9. С. 44.
11. Остроушко В. М., Пащенко И. А. // Вопросы атомной науки и техники. 2006. № 5. С. 110.
12. Репьев А. Г., Репин П. Б., Покровский В. С. // ЖТФ. 2007. Т. 77. С. 57.
13. Лебедев Ю. А., Шахатов В. А., Бонифици Н. и др.: В сб. матер. XXXIII Междунар. конф. по физике плазмы и УТС. — Звенигород, 2006.
14. Дьяков А. Ф., Бобров Ю. К., Сорокин А. В., Юргеленас Ю. В. Физические основы электрического пробоя газов. — М.: Изд-во МЭИ, 1970.
15. Андреев С. И., Новикова Г. М. // ЖТФ. 1975. Т. 45. С. 1692; 1976. Т. 46. С. 227.
16. Давыденко В. А., Долгошеин Б. А., Сомов С. В. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. С. 435.
17. Омаров О. А. Импульсные разряды в газах высокого давления. — г. Махачкала: Изд-во Юпитер, 2001.
18. Месяц Г. А. // УФН. 2006. Т. 176. С. 1069.
19. Энциклопедия низкотемпературной плазмы/ Под ред. В. Е. Фортова. Вводный. Т. 2, разд. IV. — М.: Наука, 2000.
20. Дьяконов М. И., Качотровский В. Ю. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 5. С. 850.
21. Александров Н. Л., Базелян А. Э., Кочетов И. В. // Физика плазмы. 1995. Т. 21. С. 60.
22. Руденко Н. О., Сметанин В. И. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 146.
23. Базелян Э. М., Райзер Ю. П. Искровой разряд. — М.: Изд-во МФТИ, 1997.
24. Асиновский Э. И., Василяк Л. М., Марковец В. В. // ТВТ. 1983. Т. 21. С. 371.
25. Бортник Н. М., Кочетов Н. И., Ульянов К. Н. // Там же. 1982. Т. 20. С. 193.
26. Wagner K. N. // Z. Phys. Rew. 1967. No. 3. P. 177.
27. Hudson G. G., Loeh L. B. // Ibid. 1961. V. 123. P. 29.

28. Бобров Ю. К., Король Н. И., Юргеленас Ю. В.// Прикладная физика. 2000. № 2. С.45.
29. Chalmers I. D., Duffy H., Tedford D. I. The mechanism of spark breakdown in nitrogen, oxygen and sulphur hexafluoride// Proc. R. Soc. London. 1972. V. 329. P. 171.
30. Koppitz I. Z.// Naturforsch. 1967. V. 22. P. 1089.
31. Бройтман А. П., Омаров О. А.// Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. С. 389.
32. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.// Квантовая механика. — М.: Физматгиз, 1963.
33. Vitel Y. S.// Phys. B. Atom and Md. Phys. 1987. V. 20. P. 2327.

## Plasma mechanism development of initial stages of high pressure gases breakdown

*O. A. Omarov*

Dagestan State University, 43-a Gadzhieva str., Mahachkala, 367000, Russia

E-mail: inporao@mail.ru

*A. A. Rukhadze*

Prokhorov's General Physics Institute, 38 Vavilova str., Moscow, 119991, Russia

E-mail: rukh@fpl.gpi.ru

*Using the results of experimental and theoretical investigations of initial stages of the high pressure gases breakdown the development of the assignments of the formation of plasma with the high concentration of the charged particles in these stages is presented. Under the initial stages we mean the following three stages: the creation evolution of the ionization avalanche, its transformation into the plasma avalanche and then formation of the plasma streamer. The initial stages essentially define of the breakdown development up to the ending. The mechanism of the plasma streamers propagation, which connected with photoionization, produced by the short-wave optical thermal radiation of streamer and radiation from nonequilibrium supercooled plasma, appearing in the process of threeparticle shock recombination are qualitative described. New created avalanches propagate in an intensified electric field that leads to the affective accelararition of the breakdown up to the breach of the discharged gap. The formulas for the transformation times between the initial stages of the breakdown and the velocities for their front's propagations are obtained.*

PACS: 52.80.Mg

*Keywords:* ionization, breakdown, avalanche, streamer, plasma, gas discharge.

Bibliography — 33 references.

Received 26 February 2010