

О плазменном механизме развития начальных стадий пробоя газов

© О.А. Омаров,¹ А.А. Рухадзе²

¹ Дагестанский государственный университет,
367000 Махачкала, Дагестан, Россия
e-mail: inporao@mail.ru

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова,
119991 Москва, Россия
e-mail: rukh@fpl.gpi.ru

Теоретически исследуется временная динамика начальных стадий развития пробоя в газах высокого давления. Начальными называются следующие три стадии: зарождение и развитие лавины ионизации; ее переход в плазменную лавину и далее в плазменный стример, который своим излучением ионизирует газ и порождает новые лавины, распространяющиеся в усиленном разрядном поле, и перекрывает разрядный промежуток. Получены простые формулы для времен перехода между различными стадиями пробоя и скоростей распространения фронтов ионизации на отдельных стадиях.

Введение

Зарождение и развитие электрического пробоя в газах высокого давления исследовались еще в начале прошлого столетия классиками физики газового разряда [1–4]. Развитые в этих работах теоретические представления носили полуколичественный характер. Однако уже в них отмечалась существенная роль плазменного состояния стримера, обеспечивающего экранировку внешнего электрического поля в объеме плазмы стримера. Отмечалась также фотоионизация газа как вторичный механизм распространения стримера. Построение количественной теории пробоя газа и образования искры было начато в работе [5] и развито в более или менее законченном виде в работах [6,7], в которых были сформулированы основы плазменной модели начальных стадий пробоя газов. Во всех указанных выше работах рассматривались только две начальные стадии: зарождение и развитие лавины ионизации, переход лавины в плазменный стример с последующим перекрытием стримером разрядного промежутка и образованием искры. Современное состояние теории плазменной модели пробоя газов [5–7] изложено в монографии [8], в которой проведен также и обзор результатов экспериментальных исследований.

В настоящей работе предпринята попытка дальнейшего развития плазменной модели пробоя газов. Получены уточненные формулы для скоростей распространения фронта ионизации на начальных стадиях развития пробоя. При этом различаем три стадии: лавинная (доплазменная), когда в лавине индуцированным разделением зарядов полем E_1 можно пренебречь; плазменно-лавинная, когда искажение внешнего поля E_0 все еще пренебрежимо мало, а давление индуцированного поля $E_1^2/4\pi$ становится значительным и существенно влияет на динамику развития плаз-

менной лавины, характер ее радиального расширения; плазменно-стримерная, когда поле E_1 полностью компенсирует внешнее поле E_0 . На этой стадии происходят усиление внешнего поля вне стримерной области, охлаждение плазмы стримера и интенсивная рекомбинация. Вследствие поглощения рекомбинационного излучения происходит зарождение новых лавин и их ускоренное распространение в усиленном электрическом поле. Именно эти вопросы недостаточно полно рассмотрены как в монографии [8], так и в обзорных статьях [9].

Здесь следует заметить, что в настоящей работе авторы ограничиваются обобщением теории [5–8] и не обсуждают другие механизмы развития начальных стадий пробоя газов, а также результаты их численного моделирования. С ними можно познакомиться по указанным выше обзорным статьям [9]. Заметим также, что все конкретные оценки и сравнения с экспериментом проводятся для пробоя в воздухе при атмосферном давлении.

1. Гидродинамическое описание лавинно-стримерного развития пробоя

В газах высокого давления характерное время процессов, протекающих при электрическом пробое газов, составляют порядка $> 10^{-9}$ s, что намного превосходит время релаксации импульса электронов при упругом рассеянии на атомах ($< 10^{-12}$ s) и даже время релаксации их энергии ($\leq 10^{-9}$ s). Длина пробега электронов ($< 10^{-4}$ cm) намного меньше характерных размеров задачи ($\geq 10^{-2}$ cm). Поэтому для описания этих процессов можно пользоваться гидродинамическими уравнениями

в диффузионном приближении [5,6]¹

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} - \operatorname{div} \left(\frac{ne\mathbf{E}}{mv_{ea}} - \frac{\nabla n_e T_e}{mv_{ea}} \right) &= v_i n_e = \frac{\partial n_i}{\partial t}, \\ \frac{2}{3} v_{ea} \varepsilon - \delta v_{ea} T_e - v_i \left(T_e + \frac{2}{3} I_i \right) &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= -4\pi e(n_e - n_i). \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь I_i — потенциал ионизации атомов газа (для воздуха $I_i \approx 15$ eV), $\varepsilon = e^2 E^2 / 2mv_{ea}^2$ — энергия, набираемая электроном за время свободного пробега $\sim 1/v_{ea}$ в электрическом поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$, где \mathbf{E}_0 — внешнее однородное поле (до начала пробоя), а \mathbf{E}_1 — поле, создаваемое электронами и ионами, образованными в процессе ионизации атомов при пробое газа, $\delta = 2m/M$ — доля упругих потерь при столкновениях электронов с атомами с массой M , а T_e — температура электронов. Отметим, что при написании системы (1.1) авторы пренебрегли движением ионов и их температурой, которая имеет величину порядка температуры атомов газа, $T_i = T_0$. Это означает, что пренебрегается амбиполярной диффузией, что характерно для стадии лавинной ионизации. Кроме того, в уравнении для баланса энергии (второе уравнение) пренебрегается потерями на излучение, что также вполне оправданно для начальных стадий пробоя. Здесь следует заметить, что из-за неточности этого уравнения (оно, строго говоря, не учитывает и потери на возбуждение атомов) при конкретных вычислениях температуру электронов обычно берут из эксперимента и считают однородной (о роли диссипативных процессов на параметры, характеризующие начальные стадии пробоя газов, см. [9]).

Заметим, что наличие в уравнениях температуры предполагает равновесное максвелловское распределение электронов по скоростям. В действительности в этом нет необходимости; достаточным является изотропность функции распределения электронов, что обеспечивается их упругими столкновениями с атомами газа. При этом под T_e следует понимать среднюю энергию электронов.

Для простоты для величин v_{ea} и v_i воспользуемся формулами борновского приближения, считая распределение электронов по скоростям максвелловским с температурой T_e [10]:

$$v_{ea} = \frac{4n_a \sigma_0 \sqrt{T_e}}{\sqrt{2\pi m}}, \quad v_i = \frac{4\beta_0 n_a}{\sqrt{2\pi m T_e}} \exp(-I_i/T_e). \quad (1.2)$$

Здесь n_a — плотность атомов газа (в воздухе при атмосферном давлении $n_a \approx 3 \cdot 10^{16} p_0$, давление измеряется в единицах Torr), σ_0 — сечение упругого рассеяния

¹ Заметим, что многие формулы, приведенные в этом разделе, содержатся в [5,6] и они воспроизводятся здесь только для полноты изложения.

электронов на атомах, $\beta_0 z^* = 2\sigma_0 I_i$, где z^* — эффективное зарядовое число ядра атома. Для простоты ниже считается $z^* = 1$, поэтому

$$v_i \approx v_{ea} \frac{2I_i}{T_e} \exp(-I_i/T_e). \quad (1.3)$$

До момента перехода лавины в стример плазменное поле мало, $E_1 \ll E_0$, и в первом приближении им можно пренебречь. Тогда из второго уравнения (1.1) следует постоянство электронной температуры, определяемой из соотношения

$$T_e = f(E_0/P_0). \quad (1.4)$$

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

На стадии развития лавины ионизации рост концентрации электронов определяется из решения первого уравнения (1.1) при начальном условии

$$n_e(\mathbf{r}, 0) = \delta(\mathbf{r}). \quad (1.5)$$

Это условие предполагает, что ионизация газа начинается с одного случайного электрона. В эксперименте, чтобы избежать статистического разброса времени и места появления первого электрона, производят предыонизацию газа, закрепляя тем самым место начала пробоя. Начальная плотность электронов предыонизации столь мала, что ею можно пренебречь.

Искомое решение имеет вид

$$n_e(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp \left[v_i t - \frac{\rho^2 + (z - u_e t)^2}{4Dt} \right]. \quad (1.6)$$

Здесь $u_e = \frac{eE_0}{mv_e}$ — скорость дрейфа электрона в поле E_0 , а $D = \frac{v_{Te}^2}{v_{ea}} = \frac{T_e}{mv_{ea}}$ — коэффициент электронной диффузии, характеризующее в основном радиальное расширение лавины до момента образования плазменного состояния в лавине. Из (1.6) 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 во внешнем поле. При этом радиус головки лавины (т.е. при $z = u_e t$) равен

$$\rho_l = \sqrt{4Dt} = \sqrt{4Dz/u_e}. \quad (1.7)$$

Иное пространственное распределение имеют ионы, которые, согласно первому уравнению (1.1), 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 с плотностью электронов

$$\begin{aligned} n_i(\rho = 0, z = u_i t, t) &\approx n_e v_i t, \quad \text{при } v_i t \ll 1, \\ n_i(\rho = 0, z = u_e t, t) &\approx n_e, \quad \text{при } v_i t \gg 1. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Описанная картина расширения лавины будет сохраняться до тех пор, пока радиус лавины меньше дебаевского радиуса электронов. Радиальное давление, вызываемое индуцированным полем, $E_1^2/4\pi$, при этом мало по сравнению с газокинетическим давлением электронов $n_e T_e$. Но как только радиус лавины достигнет дебаевского радиуса электронов, из третьего уравнения (1.1), в котором плотностью ионов можно пренебречь, следует:

$$E_1 \approx 4\pi n_e r_{De} = \sqrt{4\pi n_e T_e}. \quad (1.9)$$

Из (1.6) с учетом (1.9) и (1.7) находим время развития этой первой стадии пробоя газов t_{1kp} :

$$v_i t_{1kp} = \ln \frac{T_e^{3/2}}{4\pi e^2} \sqrt{\frac{v_i t_{1kp}}{m v_{en} v_i}},$$

$$n_{1kp} = \frac{m v_{en} v_i}{4\pi e^2 v_i t_{1kp}}, \quad r_{\lambda kp} = \sqrt{\frac{t_{1kp} v_{Te}^2}{v_{en}}}. \quad (1.10)$$

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

При $T_e = 3-5$ eV, $v_{en} = 10^{12}$ s⁻¹, $v_i = 10$ s⁻¹ имеем $n_{1kp} = 10^{12}$ cm⁻³, $t_{1kp} \approx 10^{-1}$ с и $r_{\lambda kp} = 5 \cdot 10^{-2}$ cm = 0.5 mm. Эти оценки согласуются с экспериментальными данными для газов при атмосферном давлении [8]. Заметим, что в момент времени $t = t_{1kp}$ продольный размер лавины $L_{1kp} = u_e t_{1kp} = 0.1$ cm, т. е. почти на порядок превосходит радиус лавины.

Таким образом, в момент времени $t = t_{1kp}$ расширение лавины практически прекращается. Продольный размер продолжает расти со скоростью u_e , если только $E_0^2/4\pi > n_2 T_e$; растёт и плотность электронов. Отметим, что это неравенство выполняется практически всегда. Отметим также, что поскольку поле в плазме лавины на этой стадии остается большим, то и температура остается большой, $T_e \equiv 3-5$. Но как только достигается вторая критическая плотность, при которой

$$n_{2kp} T_e \geq \frac{E_0^2}{4\pi}, \quad (1.11)$$

разрядное поле E_0 полностью экранируется плазмой лавины, лавина резко тормозится и температура плазмы за время $(\delta v_{en})^{-1} \sim 10^{-10}-10^{-9}$ s падает до температуры нейтралов. В этот момент $t = t_{2kp}$ плазменная лавина переходит в третью стадию — плазменный стример, в котором вследствие резкого падения температуры плазма оказывается неравновесной с большим избытком плотности. Согласно (9), при напряженности поля ≈ 30 kV/cm и $T_e = 5$ eV плотность $n_{2kp} = 2 \cdot 10^{14}$ cm⁻³, это более чем два порядка превышает n_{1kp} , что также согласуется с экспериментом [8].

Здесь следует отметить, что если условие (1.11) на второй стадии не достигается, то третья стадия в пробое газов вообще не реализуется и перекрытие разрядного промежутка происходит уже на второй стадии.

Наконец, приведем теоретическую оценку времени t_{2kp} , когда происходит переход плазменной лавины в плазменный стример. Исходя из (1.6) получаем

$$v_i t_{2kp} = \ln \frac{n_{2kp}}{n_0} = \ln \frac{E_0^2}{4\pi n_0 T_e}. \quad (1.12)$$

При $T_e \sim 5$ eV и $n_{1kp} = 10^{12}$ cm⁻³ и $E_0 = 30$ kV/cm отсюда имеем $t_{2kp} \sim 3 \cdot 10^{-9}$ с, что также согласуется с экспериментом [8]. При этом $L_{2kp} = 1-3$ mm.

Таким образом, после второй стадии — образования плазменного стримера и полной экранировки поля E_0 в области, занятой плазмой, — наступает третья стадия, сопровождающаяся охлаждением электронов, образованием неравновесной переохлажденной плазмы. Далее следуют быстрая рекомбинация и высвечивание рекомбинационного излучения (в том числе и вынужденного), порождающего новые лавины как впереди, так и позади (как анодо-направленного, так и катодо-направленного) стримера. Вновь рожденные лавины развиваются быстрее вследствие усиления поля в этих областях и сливаются с предыдущими, ускоряя тем самым процесс распространения стримера. И это повторяется вплоть до перекрытия разрядного промежутка искровым каналом. Эта стадия обсуждается, поскольку существенно связана с фотоионизацией атомов газа.

2. Рекомбинация в плазме стримера и фотоионизационный механизм распространения плазменного стримера

Переход плазменной лавины в момент $t = t_{2kp}$ 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 экспериментальный факт, который наблюдался во всех экспериментах, начиная с классиков [2-4,8], имеет простое объяснение: поскольку продольный размер излучателя больше поперечного размера, то и его излучение в продольном направлении ближе к излучению черного тела, а поэтому превосходит излучение в поперечном направлении. Иными словами, в продольном направлении стример излучает как оптически серое тело, в то время как в поперечном направлении он оптически прозрачен. Это утверждение, справедливое в случае термодинамического равновесного излучателя,

только усиливается, если излучатель неравновесен и наряду со спонтанным излучением возможно вынужденное излучение.

Учитывая вышесказанное, легко понять, почему классики физики пробоя газов [2–4] 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 высокую скорость распространения в разрядном промежутке, порядка 10^7 – 10^8 см/с. Эта скорость превышает дрейфовую скорость электронов во внешнем электрическом поле. Поэтому обычная тепловая ионизация газа и диффузионное распространение стримера (классическая модель стримера) не могла объяснить наблюдаемые скорости распространения стримера. Более того, фотоионизационный механизм распространения стримера, как следствие рекомбинационного излучения, хорошо объяснял эксперимент при пробоях в газовых смесях [3,8]. 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 [7] (см. также [8]).² Идея этих работ состоит в том, что для эффективной фотоионизации газа высокого давления нет необходимости, чтобы рекомбинационное излучение ионизовало атомы газа. Для этого достаточно их возбуждения до высоких уровней, лежащих выше края так называемой „узкой зоны“ [8], что достигается тепловым излучением плазмы стримера на стадии высокой температуры. Возбужденные атомы в „узкой“ зоне далее легко ионизируются рекомбинационным излучением при резком охлаждении плазмы стримера.

Оценим температуру электронов в стримере из второго уравнения (1.1), или, что то же самое, уравнения баланса энергии. Используя соотношения (1.2) и (1.3), получаем уравнение для определения температуры

$$T_e = \sqrt{\frac{e^2 E_0^2}{24 \delta n_a^2 \sigma_0^2} \left[\delta + \frac{2I_i}{T_e} \left(1 + \frac{2I_i}{3T_e} \right) \exp(-I_i/T_e) \right]^{-1}}. \quad (2.1)$$

При $E_0 = 30$ кВ/см и атмосферном давлении для воздушной плазмы отсюда получаем $T_e = 5$ эВ = $4 \cdot 10^4$ К. Примерно такое же значение следует из (2.1) и для других газов (при небольших перенапряженностях). Такая высокая температура электронов и обеспечивает эффективное возбуждение атомов газа до высоких возбужденных состояний. Вместе с тем температура нейтрального газа при интенсивном поглощении теплового излучения вследствие высокой плотности не превышает 0.1–0.2 эВ.

² В литературе обсуждались и другие механизмы быстрого распространения стримеров в разрядных промежутках: ионизация атомов убегающими электронами [2–4,8,9], объемной либо поверхностной плазменной волной, бегущей вдоль распространения стримера [2–4] и др. (см. [8,9], где можно найти подробную библиографию).

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 $(\delta v_e)^{-1} \approx (6 \cdot 10^9 P_0 m/M)^{-1}$ (где P_0 — давление газа, Torr), т.е. за время 10^{-9} с. С падением температуры электронов резко увеличивается вероятность рекомбинации, которая определяется уравнением (здесь учитываем трехчастичную [11])

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \beta_p n_e, \quad \beta_p = 6 \cdot 10^{-27} n_e T_e^{-9/2}. \quad (2.2)$$

Здесь T_e выражено в эВ. При $n_e = 10^{15}$ см⁻³ (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 (2.2), резко уменьшается, считаем, что фотоионизация газа перед стримером и позади стримера (анодо- и катодонаправленные стримеры) определяется именно временем охлаждения электронов при постоянной плотности.

Длина свободного пробега квантов рекомбинационного (ультрафиолетового) излучения в воздухе при атмосферном давлении, как отмечено в [7] (см. также [8,9]), составляет 10^{-3} см. Резонансные кванты поглощаются на еще меньших длинах. Поэтому рекомбинационное излучение из плазмы стримера способно создать непосредственно впереди и позади стримера достаточно высокую степень предьонизации газа и тем самым породить новые лавины. Они, в свою очередь, после перехода в плазменную лавину будут двигаться в направлении анода в усиленном электрическом поле, сливаясь с излучающим стримером. В результате плазменный стример будет распространяться с большой скоростью, эффективно удлиняясь в обоих направлениях, как бы порождая как анодонаправленные, так и катодонаправленные стримеры.³

Чтобы оценить эффективную скорость распространения плазменного стримера, вычислим усиление поля в разрядном промежутке вследствие образования плазменного стримера и сокращения эффективной длины промежутка $L(t)$. Ограничиваемся рассмотрением плоского случая, учитывая тем самым только усиление поля, обусловленное удлинением стримера и пренебрегая усилением поля на остриях стримера. Естественно, при таком приближении заниженное значение скорости распространения стримера. Считаем, что первая лавина зародилась в центре разрядной камеры, перешла в плазменный стример, который распространяется в обе стороны, поэтому

$$\frac{dL}{dt} = -2u_e(t) = -2 \frac{eE(t)}{mv_{ea}}. \quad (2.3)$$

³ На важность явления усиления поля на концах стримера в процессе его распространения было указано еще в [5], но сколь-нибудь строгой количественной оценки этого эффекта проведено не было.

Здесь ν_{ea} — частота столкновений электрона с атомами газа, поле $E(t)$ — это действующее поле на электроны вторичных лавин, т. е.

$$E(t) = 2 \frac{V_0}{L(t)}, \quad (2.4)$$

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

Подставив (2.4) в (2.3) и решив полученное уравнение для $L(t)$ при начальном условии $L(0) = L_0$, после несложных вычислений получим закон изменения скорости дрейфа электронов в усиливающем во времени электрическом поле:

$$u_e(t) = \frac{2u_0}{(1 - 8u_0 t/L_0)^{1/2}}, \quad (2.5)$$

где $u_0 = eE_0/m\nu_{ea}$ — начальная скорость дрейфа электрона в поле E_0 . Из формулы (2.5) видно, что с развитием стримерного пробоя на стадии распространения плазменного стримера его скорость возрастает, и перекрытие промежутка происходит за время t_{np} , причем

$$\int_0^{t_{np}} dt u_e(t) = L_0/2. \quad (2.6)$$

Отсюда находим

$$t_{np} = \frac{1}{8} \frac{L_0}{u_0} \approx 0.12 \frac{L_0}{u_0}. \quad (2.7)$$

Отсюда видно, что перекрытие разрядного промежутка происходит за время, почти на порядок меньшее, чем время перекрытия промежутка дрейфующим электроном в исходном поле, $t_0 = L_0/u_0$.

Отметим еще раз, что оценка (2.5), не учитывающая усиления поля на острых концах стримера, явно занижена, а оценка времени (2.7), наоборот, завышена. Реально скорость распространения стримера может на порядок отличаться от оценки (2.5).

Таким образом, вследствие усиления поля в соответствии с экспериментом [8,9] происходит ускорение распространения плазменного стримера. Вместе с тем, следует заметить, что формула (2.7) справедлива, если $t_{np} \gg t_{2kp} \gg t_{1kp}$. Только при выполнении этих неравенств можно говорить об ускоренном распространении фронта ионизации и, вообще, о применимости изложенного выше стримерно-плазменного механизма развития начальных стадий электрического пробоя газов. Исходя из формул (1.10), (1.12), (2.7) и (1.3) легко показать, что эти неравенства выполняются при условиях

$$L_0 \gg \frac{u_0}{v_i} \gg \frac{v_{Te} v_{ea}}{v_i^2} \approx \frac{v_{Te}}{v_i} \exp(-I_i/T_e). \quad (2.8)$$

В заключение заметим, что проведенная оценка скорости распространения стримера является заниженной еще

по следующей причине: выше считалось, что в результате фотоионизации газа развивается только одна лавина. Если считать, что развивается много лавин, то скорость распространения увеличится, что, по-видимому, также проявляется в реальных условиях.

3. Краткое обсуждение результатов и выводы

Прежде всего, еще раз подчеркнем, что настоящая статья является в дальнейшем развитии теоретических представлений о плазменной модели начальных стадий пробоя газов высокого давления [5–8], и ни в коем случае не претендует быть обзором всех работ в этой области. Электрическому пробоям газов посвящено огромное число работ, как экспериментальных, так и теоретических; много работ и по численному моделированию процессов при электрическом пробое газов. Обзор работ в этой области можно найти в [9].⁴ Однако работы [5–8] в этом обзоре незаслуженно обойдены молчанием. В месте с тем на фоне большой пестроты теоретических моделей пробоя газов, обсуждаемых [9], нам представляется, что работы [5–8] являются наиболее последовательными. Именно это обстоятельство побудило нас предпринять попытку их обобщения. Отметим наиболее важные новые результаты настоящей работы.

1. В отличие от работ [5–8], нами рассматриваются не две, а три стадии начала пробоя: доплазменная лавинная, плазменно-лавинная, на которой происходит резкое торможение диффузионного расширения лавины, плазменно-стримерная, которая завершает перекрытие промежутка образованием искры.

2. Определены времена развития каждой из начальных стадий пробоя газов и характерные скорости распространения фронтов ионизаций.

3. Отмечается важная роль явления усиления разрядного поля в областях вне плазменного стримера в ускорении процесса распространения пробоя и перерыва разрядного промежутка. Определено время перекрытия промежутка в одномерном приближении.

В заключение кратко сопоставим описанную выше картину развития начальных стадий пробоя газов высокого давления с экспериментом, хотя это и не входит в цели настоящей работы. В работе не учтены многие неупругие процессы, проявляющиеся в тех или иных конкретных условиях, такие как возбуждение атомов при столкновениях частиц, потери, обусловленные излучением, плазмохимия и др. Тем не менее общая картина в целом описана правильно и, главное, просто. В экспериментах по оптическим наблюдениям [8] хорошо видны все три стадии начала пробоя: зарождение лавины ионизации и ее диффузионное расширение, образование

⁴ К сожалению, приходится констатировать, что в обзорах по газовому разряду [9] плазменная модель пробоя, развитая в [5–8], вообще не обсуждается, и это послужило одной из причин публикации данной статьи.

плазменной лавины и ее переход в плазменный стример. При больших перенапряженностях проявляются все три стадии, и пробой носит мерцающий характер, в то время как при пониженных давлениях и малых перенапряженностях проявляются только две стадии, и мерцание отсутствует. При этом все времена перехода между отдельными стадиями пробоя согласуются с приведенными выше теоретическими оценками.

В заключение авторы хотели бы поблагодарить рецензента, учет замечаний которого явно улучшил статью.

Список литературы

- [1] *Капцов Н.А.* Электроника. М.: Гостехиздат, 1959. 77 с.
- [2] *Мик Дж.М., Крэгс Дж.* Электрический пробой в газах. М.: ИИЛ, 1960. 605 с.
- [3] *Леб Л.* Основные процессы электрических разрядов в газах. М.: Гостехиздат, 1950. 672 с.
- [4] *Ретер Г.* Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. 390 с.
- [5] *Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б.* Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 277 с.
- [6] *Омаров О.А., Рухадзе А.А., Шнеерсон Г.А.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. С. 997.
- [7] *Бройтман А.П., Омаров О.А., Рухадзе А.А., Решетняк С.А.* // Кр. сообщ. физики. ФИАН. 1084. № 6. С. 50; № 8. С. 27; № 9. С. 44.
- [8] *Омаров О.А.* Импульсные разряды в газах высокого давления. Махачкала: Юпитер, 2001.
- [9] *Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. акад. В.Е. Фортова.* Т. IV. М.: Наука, 2000. Гл. 7.2, 7.6.
- [10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. М.: Физматгиз, 1963. 220 с.
- [11] *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Физматгиз, 1979. 528 с.