

Механизм распространения стримера к аноду и к катоду, обусловленный размножением электронов фона

© С.И. Яковленко

Институт общей физики РАН,
119991 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 8 января 2004 г.)

Рассмотрен простой механизм распространения ионизации в плотном газе, связанный с размножением электронов фона в неоднородном электрическом поле. Этот механизм не зависит от знака проекции поля на направление распространения ионизации. Движение стримера обусловлено концентрацией электрического поля на его головке. Показано, что в предпробойных полях как электроположительного, так и электроотрицательного газа имеет место интенсивное размножение электронов. Предпробойное размножение может обеспечить достаточно высокую плотность электронов фона, что позволяет при рассмотрении распространения стримера как волны размножения считать фон сплошной средой. Затравочная ионизация имеет место за счет естественного фона радиоактивности и космического излучения. На основе простого уравнения, учитывающего размножение фоновых электронов, получено аналитическое выражение для скорости фронта ионизации. Это выражение хорошо согласуется с численными расчетами, выполненными как в рамках простой модели размножения электронов фона, так и в рамках подробной диффузионно-дрейфовой модели. В частности, на основе диффузионно-дрейфовой модели продемонстрировано движение фронта ионизации от анода малого радиуса к катоду, обусловленное размножением электронов фона. Протабулирована зависимость скорости фронта волны ионизации как функция напряженности поля на границе стримера для гелия, ксенона, азота и гексафторида серы. Показано, что некоторые особенности движения стримера, в частности движение рывками, могут быть связаны с недавно обнаруженной немонотонностью зависимости частоты ионизации от напряженности поля.

Введение

Как известно, стример формируется в плотном газе из электронной лавины, когда плотность электронов в лавине вырастает настолько, что образовавшаяся плазма начинает концентрироваться на себе внешнее электрическое поле [1–7]. Механизм продвижения стримера до сих пор не до конца ясен, хотя этот вопрос рассматривается давно, и в настоящее время много работ посвящено численному моделированию стримеров (см., например, [8–14], цитируемую там литературу).

Анодонаправленное движение стримера обычно связывают с дрейфовым движением электронов на его фронте. Однако существование стримеров, направленных к катоду, вызывает удивление. Сейчас для катодонаправленного стримера наиболее широко принята фотонная гипотеза Мика, Леба и Ретера [1–7]. Согласно этой гипотезе, из головки стримера излучаются фотоны, ионизирующие газ перед ней. Акты фотоионизации порождают лавины, направленные к головке. Перекрываясь, лавины обеспечивают продвижение стримера. Эта теория была значительно усовершенствована Фирсовым и Лозанским [6]. В частности, они предположили, что существенную роль играет перенос фотонов в линиях с последующей ассоциативной ионизацией возбужденных состояний.

Ряд принципиальных недостатков фотонной теории побуждает искать другие механизмы. Например, в работах [15,16] представлены попытки построения бесфотонного механизма распространения стримеров на основе

ленгмюровских колебаний плазмы. Однако эти идеи не оформились в завершенную теорию. Поэтому фотонная гипотеза, несмотря на постоянную критику, наиболее принята. Такое положение дел имеет место, возможно, лишь потому, что не было ясно сформулировано другого механизма, обеспечивающего движение области ионизации к катоду.

В данной работе рассмотрен довольно простой бесфотонный механизм, объясняющий распространение стримера как к аноду, так и к катоду без привлечения фотонной гипотезы. В рамках этой модели распространение стримера объясняется не переносом электронов или фотонов, а экспоненциальным размножением всегда имеющихся фоновых электронов низкой плотности в неоднородном электрическом поле.

О величине электронного фона в условиях предшествующих стримерному пробую

Электроположительные газы. Как известно, естественный фон радиоактивности и космического излучения составляет ~ 10 микрорентген в час, что соответствует скорости наработки электронов $G_i \sim 6$ (см³·с). При атмосферном давлении (при плотности нейтральных частиц $N \approx 2.4 \cdot 10^{19}$ см⁻³) в инертных газах атомарные ионы переходят в молекулярные за время ~ 10 ns и имеет место диссоциативная рекомбинация, характеризуемая скоростью $k_d \sim 10^{-7}$ см³/с.

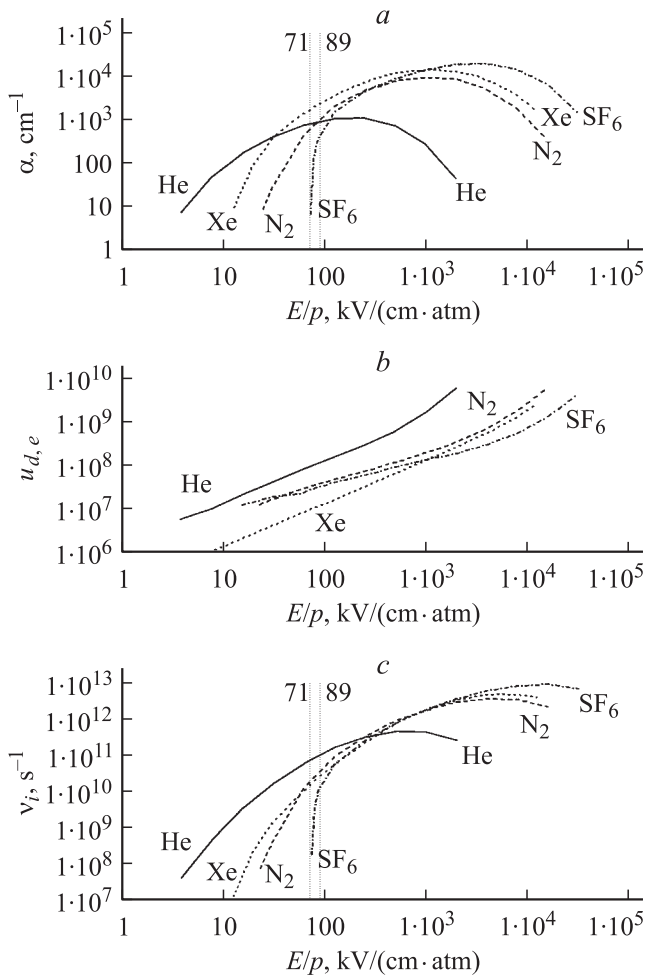


Рис. 1. Зависимость коэффициентов размножения Таунсенда (а), дрейфовых скоростей (б) и частоты ионизации (с) от приведенной напряженности поля E/p (в $\text{kV}/\text{cm} \cdot \text{atm}$) для различных газов при атмосферной плотности (по данным работ [7–9]).

Следовательно, для плотности электронов фона N_{e0} в равновесии $G_i = k_d \cdot N_{e0}^2$ имеем

$$N_{e0} = (G_i/k_d)^{1/2} \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}. \quad (1)$$

Во внешнем электрическом поле электроны размножаются, что приводит к увеличению плотности фона, даже когда еще нет пробоя. Продемонстрируем это на примере простой модели, описывающей баланс числа электронов,

$$\frac{dN_e}{dt} = \left(\nu_i - \frac{u_{d,e}}{d} \right) N_e - k_d N_e^2, \quad N_e(0) = N_{e0}. \quad (2)$$

Здесь ν_i — частота ионизации, $u_{d,e}$ — дрейфовая скорость электронов, d — расстояние между плоскими электродами, N_{e0} определяется формулой (1). Считается, что поле постоянно и включено мгновенно при $t = 0$.

Решение уравнения (2) имеет вид

$$N_e(t) = \frac{N_{e0} \exp(\nu t)}{1 + (N_{e0} k_d / \nu) (\exp(\nu t) - 1)},$$

где эффективная частота $\nu \equiv (\nu_i - u_{d,e}/d)$ может быть как положительной, так и отрицательной величиной.

Частота ионизации может быть записана как произведение $\nu_i = \alpha_i \cdot u_{d,e}$ коэффициента Таунсенда $\alpha_i(E, p)$ на дрейфовую скорость электронов $u_{d,e}(E/p)$ [7]. При этом коэффициент Таунсенда можно выразить в виде $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$, где $\xi(E, p)$ — функция, характерная для данного газа; E — напряженность поля; p — давление газа. Результаты расчетов этих величин для разных газов по данным работ [17–19] приведены на рис. 1.

Размножение имеет место при $\nu_i > u_{d,e}/d$, т.е. при $\alpha_i \cdot d > 1$. Из условия $\alpha_i \cdot d = 1$ для плоской геометрии, когда напряженье между электродами $U = Ed$, следует уравнение $pd \cdot \xi(U_{cr}/pd) = 1$. Это уравнение определяет кривую ухода $U_{cr}(pd)$, которая разделяет область эффективного размножения электронов и область, в которой электроны покидают разрядный промежуток, не успев размножиться (подробнее см. [17–19]). Кривая ухода является универсальной для данного газа. Результаты расчетов кривых ухода для разных газов по данным работ [17–19] приведены на рис. 2.

Условия $U > U_{cr}(pd)$ еще недостаточно для стационарного горения разряда. Согласно традиционным представлениям, необходимо, чтобы наработка ионов в объеме обеспечивала достаточное поступление электронов за счет вторичной электронной эмиссии (см., например, [7]). Соответственно пробой характеризуется

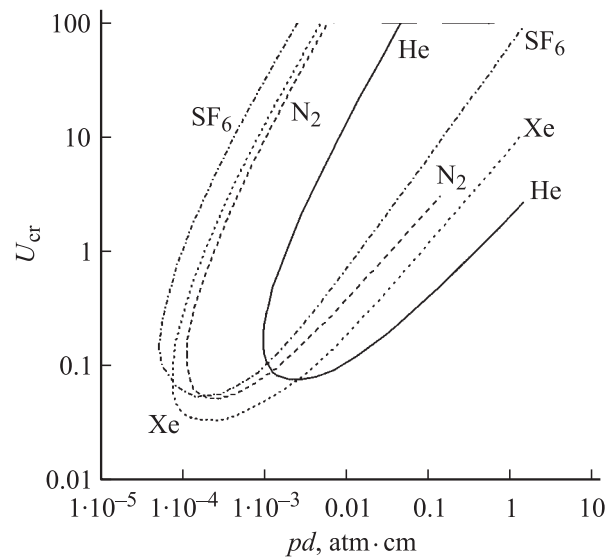


Рис. 2. Кривые ухода $U_{cr}(pd)$ (в kV), разграничивающие область размножения электронов и область ухода электронов из объема без размножения для различных газов (по данным работ [7–9]).

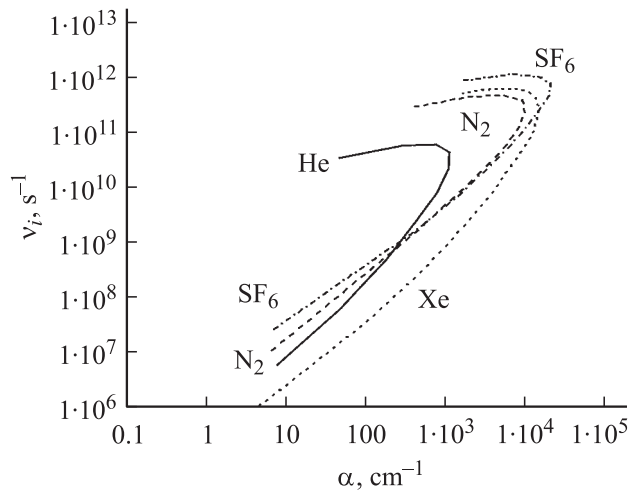


Рис. 3. Зависимость частоты ионизации от коэффициента размножения Таунсенда для различных газов при атмосферной плотности (по данным работ [7–9]).

кривой Пашена, правая ветвь которой лежит несколько выше кривой ухода (подробнее см. [17–19]). Тем не менее при $U > U_{cr}(pd)$ и при атмосферном давлении начинается интенсивное размножение электронов, которое в рамках рассматриваемой модели при $d \approx 1$ см ограничено плотностью

$$N_{e\max} = \nu_i / k_d \sin 10^{14} \text{ см}^{-3}. \quad (3)$$

На самом деле в этих условиях величина $N_{e\max}$ не достигается из-за экранировки внешнего поля плазмой. Стример формируется при высоких давлениях именно потому, что в этом случае велика частота ионизации $\nu_i \propto N \propto p$ и соответственно велика максимальная плотность электронов $N_{e\max}$. Экранировка становится существенной при $4\pi e d N_{e\max} > E$.

Согласно рис. 3, при атмосферном давлении и $d \approx 1$ см условие $\alpha_i \cdot d = 1$ (или $U = U_{cr}$) достигается уже при таких полях, когда частота ионизации довольно велика. Соответственно плотность фоновых электронов, при которой расстояние между электронами много меньше размеров головки стримера, достигается за сравнительно небольшие времена.

Действительно, полагая для примера $\alpha_i \cdot d = 2$ (или $\nu_i = u_d / 2d$), имеем следующую оценку времени достижения некоторой заданной плотности фона $N_{ebg} \ll N_{e\max}$:

$$\tau = 2\nu_i^{-1} \ln(N_{ebg}/N_{e0}).$$

При $N_{ebg} \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$ (когда среднее расстояние между электронами порядка 0.1 мм), используя данные рис. 3, имеем $\nu_i \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$ и соответственно $\tau \sim 1 \mu\text{s}$. Эта оценка проведена для минимальных полей, при которых имеет место размножение фона. В сильных полях время формирования фона значительно меньше.

При этом формирование фона всегда происходит ранее формирования стримера. Дело в том, что для формирования стримера необходимо достижение высоких плотностей электронов и соответственно выполнение условия $\nu_i d / u_{d,e} \sim 20$ [1–3]. Для формирования же фона, имеющего много меньшую плотность электронов, чем плотность электронов в головке стримера, достаточно иметь $\nu_i d / u_{d,e} \approx 5$. Поэтому фон формируется при более низких полях.

Таким образом, при повышении напряжения до значений выше кривой ухода, фоновая плотность электронов резко повышается во всем объеме (где присутствует поле) до того, как в какой-либо точке пространства сформируется плазменный ступок, экранирующий поле.

Электроотрицательные газы. В электроотрицательных газах плотность электронов в отсутствие поля намного меньше значения, определяемого формулой (1). Электроны прилипают к нейтралам как за счет парных столкновений на стадии деградации по энергии через область порядка нескольких eV, так и за счет тройных столкновений при комнатных температурах. Плотность же отрицательных и положительных ионов $\sim 10^3 \text{ см}^{-3}$.

При рассмотрении размножения электронов в электроотрицательном газе в модели (2) следует учесть прилипание электронов и то, что в начальный момент их плотность равна нулю,

$$\frac{dN_e}{dt} = \left(\nu_i - \frac{u_{d,e}}{d} \right) N_e + G_i, \quad N_e(0) = 0. \quad (4)$$

Здесь в отличие от электроположительного газа величина $\nu_i \equiv \nu_{\text{mult}} - \nu_{\text{att}}$ учитывает как размножение, так и прилипание электронов (ν_{mult} — частота размножения; ν_{att} — частота прилипания); рассматривается начальная стадия, когда $N_e \ll N_{e\max}$. Решение уравнения (4) имеет вид

$$N_e(t) = \frac{G_i}{\nu} (\exp(\nu t) - 1), \quad \nu \equiv (\nu_i - u_{d,e}/d). \quad (5)$$

У электроотрицательных газов зависимость величины ν_i от приведенной напряженности поля проходит через нуль при некотором значении E/p . Например, для SF_6 [19] $\nu_i = 0$ при $E/p = 71 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{атм})$. Пробой же, согласно экспериментальным данным [7], наступает при несколько большем поле $E/p = 89 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{атм})$, когда частота ионизации существенно выросла (рис. 1).

Полагая $\alpha_i \cdot d = 2$ (или $\nu_i = u_d / 2d$) для времени достижения некоторой плотности $N_{ebg} \gg G_i / \nu_i$, имеем

$$\tau = 2\nu_i^{-1} \ln(G_i N_{ebg} / \nu).$$

Положим $N_{ebg} \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$ и используем данные рис. 3 для SF_6 при $E/p = 77 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{атм})$. При этом имеем $\nu_i \sim 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, $G_i / \nu_i \sim 10^{-7} \text{ см}^{-3}$ и соответственно $\tau \sim 30 \text{ ns}$.

Итак, как и в случае электроположительного газа, при предпороговых значениях напряженности поля имеет место быстрое размножение электронов. Однако размножение электронов в электроотрицательных газах начинается при существенно больших значениях напряженности поля, чем в электроположительных газах.

Движение фронта размножения фона в неоднородном поле

Простейшая модель. Пусть между плоскими пластинами конденсатора возникло небольшое плазменное образование высокой плотности, такой что электрическое поле внутри его равно нулю. Пусть этот плазменный сгусток окружен газом крайне низкой степени ионизации. Иначе говоря, плотность электронов вокруг плазменного сгустка на много порядков меньше, чем в плазменном сгустке.

В данной работе рассматривается механизм распространения ионизации, обусловленный не переносом электронов или фотонов, а экспоненциальным размножением имеющихся фоновых электронов очень низкой плотности в неоднородном электрическом поле. В тех точках пространства, где напряженность поля больше, размножение идет более интенсивно, а в областях с малой напряженностью — медленно. Поле концентрируется на головке стримера. Следовательно, вблизи ее поверхности поле больше и электроны размножаются быстрее. По мере роста плотности электронов происходит экранировка поля и граница плазмы продвигается. Будем называть это волной размножения фона.

Для того чтобы пояснить механизм волны размножения, рассмотрим простейшую модель. Пренебрежем дрейфом электронов, а границу между стримером и газом определим в тех точках, где плотность плазмы достигает некоторого критического значения N_{cr} , при котором поле полностью экранируется. В этом случае зависимость плотности электронов от радиус-вектора рассматриваемой точки пространства \mathbf{r} и времени t дается выражением

$$N_e(\mathbf{r}, t) = \begin{cases} N_0 \exp[v_i(E(\mathbf{r}))t] & \text{при } N_0 \exp[v_i(E(\mathbf{r}))t] < N_{cr}, \\ N_{cr} & \text{при } N_0 \exp[v_i(E(\mathbf{r}))t] \geq N_{cr}. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь N_0 — фоновая плотность плазмы. Ясно, что в рамках модели (6) направление распространения ионизации не зависит от знака проекции поля на направление распространения ионизации, поскольку частота ионизации определяется модулем электрического поля.

Скорость фронта размножения. Координаты фронта волны размножения определяются точками, в которых достигается критическое значение плотности электронов. Рассмотрим зависимость от времени координаты $z(t)$ одной из точек фронта вдоль нормали к

фронт. Зависимость $z(t)$ неявно определяется выражением

$$v_i(E_0(z(t))) \cdot t = \text{Ln}, \quad \text{Ln} \equiv \ln(N_{cr}/N_0), \quad (7)$$

где $E_0 = E(z(0))$ — напряженность поля на поверхности фронта.

Вообще говоря, величина Ln , как и N_{cr} , является функцией E_0 . Однако ввиду логарифмического характера мы этой зависимостью пренебрегаем. Взяв производную от выражения (7), получаем

$$u_{fr} = \frac{dz}{dt} = v_i \left[\left(\frac{d \ln v}{d \ln E} \left| \frac{-\nabla E}{E} \right| \right)_{E=E_0} \text{Ln} \right]^{-1}. \quad (8)$$

Если аппроксимировать участок поверхности вблизи головки стримера сферой радиуса r_0 , то $|\nabla E/E|_{E=E_0} = 2/r_0$. Соответственно имеем

$$u_{fr} = v_i r_0 \left[\left(\frac{d \ln v}{d \ln E} \right)_{E=E_0} \cdot 2 \text{Ln} \right]^{-1}. \quad (9)$$

Как уже отмечалось, частота ионизации $v_i = \alpha_i \cdot u_{d,e}$ может быть записана как произведение коэффициента Таунсенда $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$ на дрейфовую скорость электронов $u_{d,e}(E/p)$. Важным обстоятельством является то, что наиболее существенные характеристики ионизации являются функцией приведенной напряженности поля E/p . Поэтому скорость головки стримера выражается через универсальные для данного газа функции от E_0/p

$$u_{fr} = v_i r_0 / \xi(E_0/p),$$

$$\xi(E_0/p) = 2 \cdot \text{Ln} \left(\frac{d \ln(u_{de}(E/p) \xi(E/p))}{d \ln(E/p)} \right)_{E/p=E_0/p}. \quad (10)$$

Отметим, что, как установлено в работах [17–19], зависимость $v_i(E/p)$ имеет максимум при некотором значении напряженности $E/p = (E/p)_{cr}$. Это должно приводить к некоторым особенностям в распространении фронта ионизации, обсуждаемым ниже.

Скорость фронта в гелии и ксеноне. Рассмотрим подробнее скорость фронта ионизации в гелии и ксеноне, поскольку для этих газов ионизационно-дрейфовые характеристики наиболее подробно промоделированы [17–19] и получены простые аппроксимации. Для гелия [17]

$$\xi(x) = 5.4 (\text{Torr})^{-1} \exp(-(14/x)^{1/2} - 1.5 \cdot 10^{-3}x),$$

$$u_{de} = 10^6 (\text{cm/s})x. \quad (11)$$

Подставляя (11) в (10), получаем

$$u_{fr} = v_i r_0 / \xi(x),$$

$$\xi(x) = 2 \cdot \text{Ln} (1 + 1.87x^{-1/2} - 1.5 \cdot 10^{-3}). \quad (12)$$

Здесь $x = (E_0/p)$ (Торр · см/В). Для гелия $(E_0/p)_{cr} \approx 720$ В/(см · Торр). Для моделирования ксенона использовались аппроксимации [18,20]

$$\xi(x) = 45 (\text{Торр})^{-1} u_{d,e} \exp(-31.1(1/x)^{1/2} - 1.7 \cdot 10^{-4}x), \quad (13)$$

$$u_{d,e} = \frac{1.3x + 1.3x^6}{1 + 7.31 \cdot 10^{10}x^{5.8}} + 1.3 \cdot 10^5 \exp\left(-\frac{2.2}{x}\right) \text{ (см/с)}. \quad (14)$$

Для ксенона $(E_0/p)_{cr} \approx 7$ кВ/(см · Торр). Зависимость скорости фронта в гелии и ксеноне от приведенной напряженности поля иллюстрирует рис. 4.

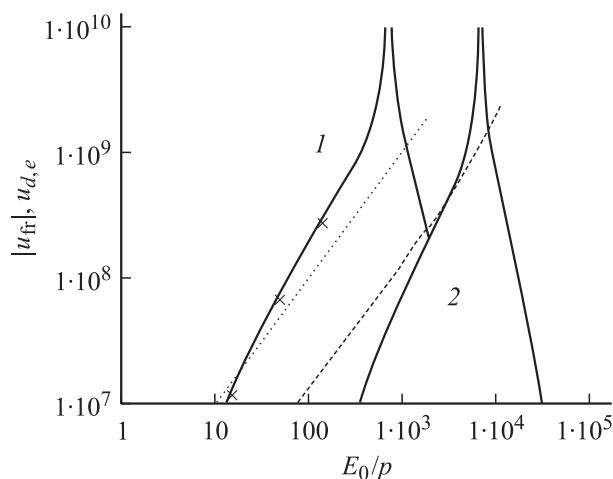


Рис. 4. Зависимость модуля скорости (см/с) фронта ионизации $|u_{fr}|$ (сплошные кривые) и дрейфовой скорости $u_{d,e}$ (пунктир) от приведенной напряженности поля на поверхности стримера E_0/p (в В/(Торр · см)). Расчет по формулам (6)–(9). Крестики — результаты численного рассмотрения на основе модели (1). $N_{cr} = 10^{14}$ см⁻³, $N_0 = 10$ см⁻³, $r_0 = 0.5$ мм, $p = 1$ атм. 1 — для гелия, 2 — для ксенона. Во всей области параметров $\alpha_i r_0 > 10$.

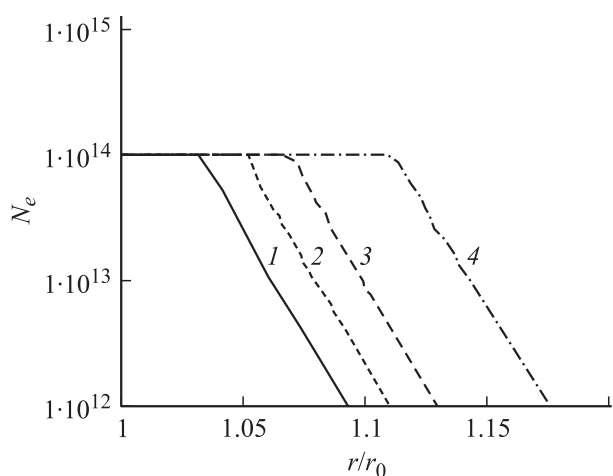


Рис. 5. Модельная волна ионизации в неоднородном электрическом поле в гелии, определяемая формулой (1). Распределение электронов в различные моменты времени: $t = 1.4$ (1), 1.47 (2), 1.55 (3), 1.75 нс (4). Параметры те же, что и для рис. 1, $E_0/p = 15.3$ В/(Торр · см).

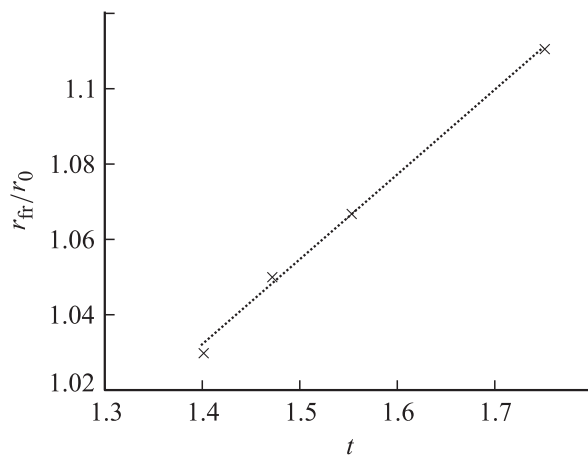


Рис. 6. Зависимость относительного изменения радиуса фронта r_{fr}/r_0 от времени (в нс). Крестики — по данным рис. 2, пунктир — аппроксимация $r_{fr}/r_0 = u_{fr} \cdot (\text{нс}) \cdot t/r_0 + \text{const}$, где $u_{fr} = 1.1 \cdot 10^7$ см/с, $\text{const} = 0.718$, $E_0/p = 15.3$ В/(Торр · см).

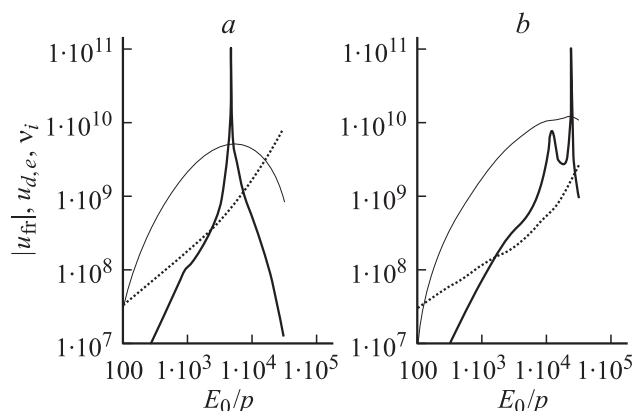


Рис. 7. Зависимость модуля скорости (см/с) фронта ионизации $|u_{fr}|$ (сплошные кривые), дрейфовой скорости $u_{d,e}$ (пунктир) и частоты ионизации ν_i (тонкие сплошные кривые) от приведенной напряженности поля на поверхности стримера E_0/p (в В/(Торр · см)) в N_2 (а) и в SF_6 (б) $N_{cr} = 10^{14}$ см⁻³, $N_0 = 10$ см⁻³, $r_0 = 0.5$ мм, $p = 1$ атм. Для N_2 $(E_0/p)_{cr} \approx 4.7$ кВ/(см · Торр); для SF_6 $(E_0/p)_{cr} \approx 23$ кВ/(см · Торр). Использовались данные работ [20,21].

Формула (12) была проверена непосредственно численными расчетами для сферически симметричного сгустка. По формуле (11) рассчитывалось распределение плотности электронов в различные моменты времени (рис. 5). По этим данным вычислялись значения радиуса фронта r_{fr} в различные моменты времени и аппроксимировались линейной зависимостью (рис. 6), которая определяла скорость фронта. Несколько точек, полученных таким путем, представлено на рис. 4.

Скорость фронта в N_2 и SF_6 . При анализе скорости фронта размножения фона в N_2 и в SF_6 (рис. 7)

использовались величины α_i и $u_{d,e}$, приведенные на рис. 1 [19]. Немонотонность скорости фронта размножения фона в SF₆ связана с немонотонностью производной от частоты ионизации. Это обусловлено наличием в SF₆ трех пороговых энергий ионизации (20, 40 и 50 eV).

Сравнение с расчетами по диффузионно-дрейфовой модели

Диффузионно-дрейфовая модель. Для принципиального подтверждения существования волны размножения фона были проведены разнообразные численные расчеты с использованием одномерной диффузионно-дрейфовой модели, подробно изложенной в [21]. Эта модель описывает развитие ионизации между коаксиальными цилиндрическими электродами $r_0 < r < r_1$, где r_0 , r_1 — радиусы соответственно внутреннего и внешнего электродов. Процессы образования плазмы и экранировки электрического поля описывались уравнениями переноса импульса и уравнениями непрерывности для электронов и ионов, а также уравнением Пуассона для электрического поля. Зависимости от напряженности поля различных величин, фигурирующих в уравнениях диффузионно-дрейфовой модели (частоты ионизации, дрейфовых скоростей и коэффициенты диффузии), задавались с помощью полученных в работе [20] аппроксимаций для ксенона. Была предусмотрена возможность с помощью начальных условий задавать однородный фон и область повышенной ионизации в виде гауссова распределения. Задавалось также напряжение на электродах U .

Здесь нет возможности привести все результаты расчетов, поэтому ограничимся кратким описанием некоторых из них.

Плоская геометрия. В случае почти плоских электродов ($d = r_1 - r_0 \ll r_1$) распространение ионизации от катода к аноду имело место лишь тогда, когда в начальный момент времени вблизи катода задавалась некоторая область избыточной ионизации. Кроме того, это распространение ионизации наблюдалось лишь в случае малых напряжений и соответственно малых коэффициентов размножения Таунсенда $\alpha_i \lesssim 1/d$, т.е. когда электроны покидали разрядный промежуток, не успевая существенно размножиться. В противоположном случае ($\alpha_i \cdot d \gg 1$) объемная ионизация происходила быстрее, чем дрейфуют электроны, так что область повышенной начальной ионизации не успевала существенно сдвинуться за время ионизации всего объема.

Действительно, электроны проходят разрядный промежуток за время $d/u_{d,e}$. Распространение повышенной начальной плотности плазмы заметно в том случае, когда время объемной ионизации $\text{Ln} \cdot (v_i)^{-1} = \text{Ln} \cdot (\alpha_i \cdot u_{d,e})^{-1}$ больше или порядка времени дрейфа электронов $\text{Ln}/\alpha_i \cdot u_{de} < d/u_{de}$, т.е. когда $\alpha_i \cdot d < \text{Ln}$. Если же не задавать область повышенной начальной

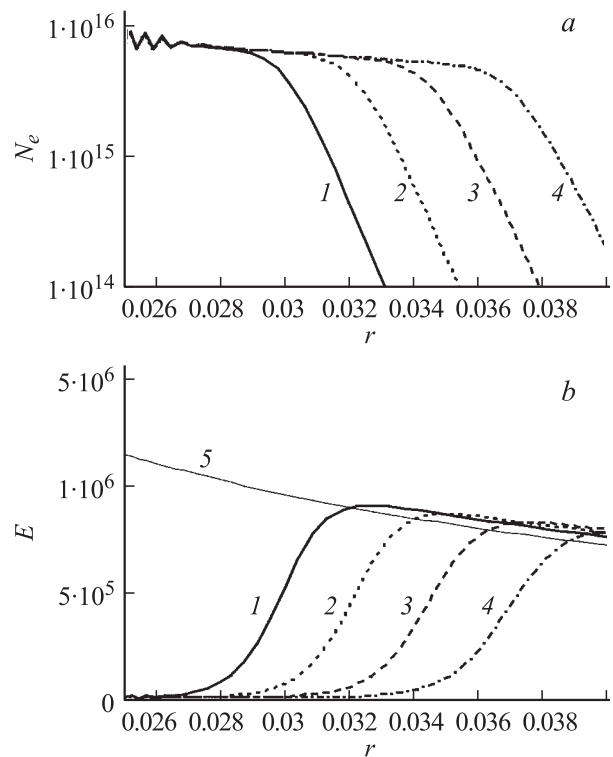


Рис. 8. Распределение по радиусу плотности электронов (а) и напряженности электрического поля (б) при малом радиусе анода, когда возникает волна размножения фона, направленная к катоду. Использовалась подробная диффузионно-дрейфовая модель [20] для ксенона. Кривые соответствуют моментам времени: $t = 0.012$ (1), 0.013 (2), 0.014 (3), 0.015 ns (4). 5 на рис. б — распределение поля в вакууме. Остальные параметры следующие: $r_0 = 0.025$ cm, $r_1 = 0.825$ cm, $U = 100$ kV, $p = 1$ atm.

плотности плазмы, то в соответствии с (10) при $r_0 \rightarrow \infty$ движение фронта ионизации происходит с бесконечной скоростью и ионизация происходит сразу во всем объеме.

Неоднородное поле. В случае электродов в виде коаксиальных цилиндров с катодом малого радиуса ($r_1 \gg r_0$) область повышенной ионизации формируется вблизи катода как при малых, так и при больших напряжениях. Она распространяется в соответствии с (6) не за счет дрейфа электронов, а за счет неоднородности электрического поля.

Для прямой демонстрации эффекта волны размножения фона были проведены расчеты с анодом малого радиуса, т.е. когда на электрод радиуса r_0 был подан положительный потенциал, а на внешний электрод радиуса r_1 — нулевой. Результаты расчетов показывают, что от анода к катоду движется волна размножения фона (рис. 8). Значения скорости распространения ионизации, определенной на основе расчетов по полной диффузионно-дрейфовой модели и по модели размножения фона (6), отличаются всего лишь на 3% (рис. 9).

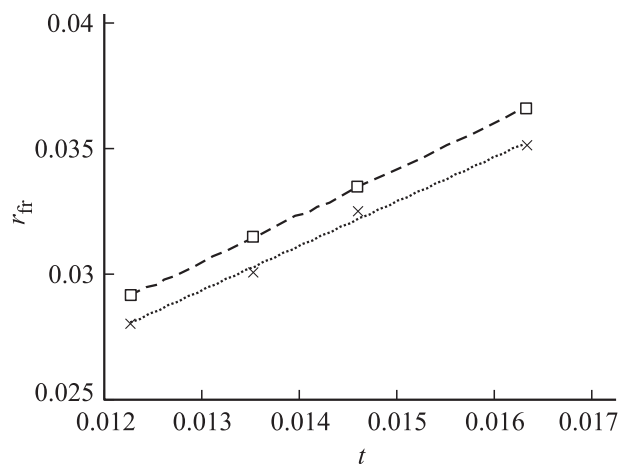


Рис. 9. Зависимость изменения радиуса фронта r_{fr} от времени t (в нс). Крестики — расчет на основе полной дрейфово-диффузионной модели для моментов времени, представленных на рис. 4; квадраты — расчет на основе модели размножения фона (1); пунктир — линейная аппроксимация расчетов на основе диффузионно-дрейфовой модели $r_{fr} = u_{fr} \cdot (ns) \cdot t + const$, где $u_{fr} = 1.85 \cdot 10^8$ см/с, $const = 6.4 \cdot 10^{-3}$; штриховая кривая — линейная аппроксимация расчетов на основе модели размножения фона (1), где $u_{fr} = 1.79 \cdot 10^8$ см/с, $const = 6.06 \cdot 10^{-3}$ см.

Обсуждение результатов

О скорости распространения стримера. Скорости волны размножения фона при $E_0/p < (E_0/p)_{cr}$ по порядку величины согласуются с измеренными скоростями стримеров $\sim 10^7 - 10^9$ см/с. Более точное сравнение с экспериментальными данными требует двумерных расчетов. Здесь отметим только, что при некоторых значениях r_0 и E_0/p скорость волны размножения сравнивается со скоростью дрейфа электронов, а при больших полях и радиусах головки превосходит ее (рис. 4, 7). Поэтому при низких значениях напряженности поля и на начальной стадии движения анодного конца стримера может преобладать обычно рассматриваемое распространение ионизации за счет дрейфа электронов. Однако по мере развития ионизации увеличивается напряженность поля на конце стримера (из-за роста его длины). Поэтому на поздних стадиях должна преобладать ионизация за счет размножения фона.

Что касается движения катодного конца стримера, то нет оснований приравнивать его скорость к дрейфовой скорости электронов. По-видимому, распространение ионизации к катоду связано именно с обсуждаемым здесь размножением фона в неоднородном электрическом поле.

О вытягивании области ионизации. Для расчета формы стримера необходимо использовать двумерные и даже трехмерные модели. Однако некоторые выводы можно сделать на основе проведенного одномерного рассмотрения. Форма головки стримера

определяется конкуренцией двух факторов. Скорость фронта, согласно (11), растет с ростом напряженности поля (при $E_0/p < (E_0/p)_{cr}$) и линейно растет с ростом радиуса кривизны r_0 . Однако напряженность поля больше в тех точках, где радиус кривизны меньше. При не очень больших полях $E_0/p < (E_0/p)_{cr}$ зависимость от напряженности поля существенно резче линейной. Поэтому оконечность головки будет двигаться быстрее, чем далеко отстоящие от нее точки. Таким образом, при $E_0/p < (E_0/p)_{cr}$ область ионизации будет вытягиваться.

Следует, впрочем, отметить, что минимальный радиус кривизны r_0 не может быть сколь угодно малым, поскольку проведенное выше рассмотрение справедливо при условии $\alpha_i \cdot r_0 \gg 1$.

Напряженность поля на головке стримера растет с его длиной, соответственно скорость распространения стримера должна увеличиваться с ростом длины. Это имеет место в экспериментах [6].

Бесконечная и отрицательная скорости. Как следует из (7), при $E_0/p = (E_0/p)_{cr}$ скорость фронта размножения фона обращается в бесконечность. Поскольку волна размножения не переносит информацию от точки к точке в направлении распространения, то формально эта скорость может быть и сверхсветовой. Однако запаздывание экранировки внешнего поля (неучтенное выше) в ряде случаев должно ограничивать скорость фронта размножения световой скоростью.

При $E_0/p > (E_0/p)_{cr}$ движение фронта размножения фона должно быть направлено против градиента поля. Значит на некотором расстоянии от фронта, где поле уменьшается и $E_0/p = (E_0/p)_{cr}$, должно происходить зарождение области ионизации,двигающейся в обоих направлениях. При этом стример будет двигаться рывками. Небольшие немонотонности в зависимости частоты ионизации от напряженности поля (рис. 7, b) также должны приводить к неустойчивости движения стримера.

Заключение

Итак, в данной работе рассмотрен простой механизм распространения ионизации в плотном газе, не зависящий от знака проекции поля на направление распространения ионизации. Этот механизм связан с различием скорости размножения электронов фона в разных точках пространства в неоднородном электрическом поле. При этом движение стримера, как и принято считать, обусловлено концентрацией электрического поля на его головке.

Рассмотрено размножение электронов в предпробойных полях как электроположительного, так и электроотрицательного газа. Затравочная ионизация имеет место за счет естественного фона радиоактивности и космического излучения. Показано, что предпробойное размножение может обеспечить достаточно высокую

плотность электронов фона. Высокая плотность электронов фона позволяет при рассмотрении распространения стримера как волны размножения считать фон сплошной средой.

На основе простого уравнения, учитывающего размножения фоновых электронов, получено аналитическое выражение для скорости фронта ионизации. Это выражение хорошо согласуется с численными расчетами, выполненными как в рамках простой модели размножения электронов фона, так и в рамках подробной диффузионно-дрейфовой модели. В частности, на основе диффузионно-дрейфовой модели продемонстрировано движение фронта ионизации от анода малого радиуса к катоду, обусловленное рассмотренным эффектом размножения электронов фона. Протабулирована зависимость скорости фронта волны ионизации как функция напряженности поля на границе стримера для He, Xe, N₂ и SF₆.

Разумеется, со стримером связан большой комплекс разнообразных явлений, которые не учтены в предыдущем рассмотрении. В частности, возможна предьонизация быстрыми электронами, эмитируемыми с конца, направленного к аноду. Не учтена также возможность ветвления стримера и то, что в молнии предьонизация может обеспечиваться предвестником из быстрых электронов. Однако даже представленный выше простой анализ показывает, что можно отказаться от фотонной гипотезы.

Список литературы

- [1] Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.; Л.: ГИТТЛ, 1950. 672 с.
- [2] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Т. 1. М.: ГИТТЛ, 1952. 432 с.
- [3] Капцов П.А. Электроника. М.: ГИТТЛ, 1954. 467 с.
- [4] Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960.
- [5] Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. 390 с.
- [6] Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М.: Атомиздат, 1975. 272 с.
- [7] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992. 536 с.
- [8] Wang M.C., Kunhard E.E. // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 42. N 4. P. 2366–2373.
- [9] Vitello P.A., Penetrante B.M., Bardsley J.N. // Phys. Rev. E. 1990. Vol. 49. N 6. P. 5574–5598.
- [10] Kulikovskiy A.A. // Phys. Rev. E. 1998. Vol. 57. N 6. P. 7066–7074.
- [11] Aleksandrov N.L., Bazelyan E.M. et al. // J. Phys. D. 1999. Vol. 32. P. 2636.
- [12] Rocco A., Ebert U., Hundsdorfer W. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 66. N 035102(R). P. 1–4.
- [13] Arrayás M., Ebert U., Hundsdorfer W. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. N 17. P. 174502-1–174502-4.
- [14] Kulikovskiy A.A. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. N 22. P. 22 940 (1).

- [15] Руденко Н.С., Сметанин В.И. // Изв. вузов. Физика. 1977. № 7. С. 34–39.
- [16] Бабич Л.П. // Физика плазмы. 1981. Вып. 6. С. 1419–1422.
- [17] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. Вып. 5. С. 264–269.
- [18] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 16. С. 54–62.
- [19] Бойченко А.М., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78. Вып. 11. С. 1223–1227.
- [20] Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // Laser Physics. 2002. Vol. 12. N 7. P. 1022.
- [21] Tkachev A.N., Yakovlenko S.I. // Laser Physics. 2003. Vol. 13. N 11. P. 1345–1356.