

03;04

Скорость распространения стримеров к аноду и к катоду в He, Xe, N₂ и SF₆

© С.И. Яковленко

Институт общей физики РАН, Москва

Поступило в Редакцию 10 ноября 2002 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. 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. Протабулирована зависимость скорости фронта волны ионизации как функция напряженности поля на границе стримера для He, Xe, N₂ и SF₆. Показано, что некоторые особенности движения стримера, в частности, движение рывками, может быть связано с недавно обнаруженной немонотонностью зависимости частоты ионизации от напряженности поля.

1. 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 уже давно, и в настоящее время много работ посвящено численному моделированию стримеров (см. например, [8–13], цит. там литературу).

Анодно направленное движение стримера обычно связывают с дрейфовым движением электронов на его фронте. Однако существование стримеров, направленных к катоду, вызывает удивление. Сейчас для катодно направленного стримера наиболее широко принята фотонная гипотеза Мика, Леба и Ретера [1–7]. Согласно этой гипотезе, из головки стримера излучаются фотоны, ионизирующие газ перед нею. Акты фотоионизации порождают лавины, направленные к головке.

Перекрываясь, лавины обеспечивают продвижение стримера. Эта теория была значительно усовершенствована Фирсовым и Лозанским [6]. В работах [14,15] представлены попытки построения безфотонного механизма распространения стримеров на основе ленгмюровских колебаний плазмы.

В данной работе рассматривается довольно простой безфотонный механизм, который может обеспечить продвижение стримера в обоих направлениях.

2. Волна размножения фона в неоднородном поле

Простейшая модель. Пусть между плоскими пластинами конденсатора возникло небольшое плазменное образование высокой плотности, такой, что электрическое поле внутри него равно нулю. Пусть плотность электронов вокруг плазменного сгустка на много порядков меньше, чем в плазменном сгустке. Некоторая фоновая степень ионизации всегда имеет место, хотя бы из-за космического излучения и естественной радиоактивности. Например, простая оценка показывает, что даже при радиоактивном фоне порядка десяти микрорентген в час плотность электронов в атмосфере будет порядка $10^3 \div 10^4 \text{ см}^{-3}$.

Механизм волны размножения фона рассмотрим на основе простейшей модели. 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

$$N_e(\mathbf{r}, t) = \begin{cases} N_0 \exp[v_i(E(\mathbf{r}))t], & \text{при } N_0 \exp[v_i(E(\mathbf{r}))t] < N_{cr}, \\ N_{cr}, & \text{при } N_0 \exp[v_i(E(\mathbf{r}))t] \geq N_{cr}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь N_0 — фоновая плотность плазмы. Ясно, что в рамках модели (1) 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 фронту. Зависимость $z(t)$ неявно определяется выражением

$$v_i(E_0(z(t))) \cdot t = Ln, \quad Ln \equiv \ln(N_{cr}/N_0), \quad (2)$$

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 (2), получаем:

$$u_{fr} = \frac{dz}{dt} = v_i \cdot \left[\left(\frac{d \ln v}{d \ln E} \cdot \left| \frac{-\nabla E}{E} \right| \right)_{E=E_0} \cdot Ln \right]^{-1}. \quad (3)$$

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

$$u_{fr} = v_i r_0 \cdot \left[\left(\frac{d \ln v}{d \ln E} \right)_{E=E_0} \cdot 2 \cdot Ln \right]^{-1}. \quad (4)$$

Частота ионизации $v_i = \alpha_i \cdot u_{de}$ может быть записана как произведение коэффициента Таунсенда $\alpha_i(E, p) = p \cdot \xi(E/p)$ на дрейфовую скорость электронов $u_{de}(E/p)$. Здесь $\xi(E/p)$ — функция, характерная для данного газа. 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 :

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

$$\xi(E_0/p) = 2 \cdot Ln \cdot \left(\frac{d \ln(u_{de}(E/p) \xi(E/p))}{d \ln(E/p)} \right)_{E/p=E_0/p}. \quad (5)$$

Отметим, что, как установлено в работах [16,17], 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.

Сравнение с диффузионно-дрейфовой моделью. Для принципиального подтверждения существования волны размножения фона были проведены разнообразные численные расчеты с использованием одномерной диффузионно-дрейфовой модели, подробно изложенной в [19].

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. Использовались уравнения переноса импульса, уравнения непрерывности для электронов и ионов, а также уравнение Пуассона для электрического поля. Зависимости от напряженности поля различных величин, фигурирующих в уравнениях диффузионно-дрейфовой модели (частоты ионизации, дрейфовых скоростей и коэффициентов диффузии), задавались с помощью полученных в работе [18] аппроксимаций для ксенона.

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. Значения скорости распространения ионизации, определенной на основе расчетов по полной диффузионно-дрейфовой модели и по модели размножения фона (1), отличаются всего лишь на 3%.

3. Скорость волны размножения в разных газах

Скорость фронта в гелии и ксеноне. Рассмотрим подробнее скорость фронта ионизации в гелии и ксеноне, поскольку для этих газов ионизационно-дрейфовые характеристики наиболее подробно продемонстрированы [16–18] и получены простые аппроксимации. Для гелия [16]:

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

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

Здесь $x = (E_0/p) \cdot (\text{Torr} \cdot \text{cm/V})$. Подставляя (6) в (5), получаем

$$u_{fr} = v_i r_0 / \xi(x), \quad \xi(x) = 2 \cdot Ln \cdot (1 + 1.87x^{-1/2} - 1.5 \cdot 10^{-3}). \quad (7)$$

Для моделирования ксенона использовались аппроксимации [17,18]:

$$\xi(x) = 45 \cdot (\text{Torr})^{-1} \cdot u_{d,e} \cdot \exp(-31.1 \cdot (1/x)^{1/2} - 1.7 \cdot 10^{-4} \cdot x), \quad (8)$$

$$u_{d,e} = \frac{1.3x + 1.3x^6}{1 + 7.31 \cdot 10^{10} x^{5.8}} + 1.3 \cdot 10^5 x \exp\left(-\frac{2.2}{x}\right) \cdot (\text{cm/s}). \quad (9)$$

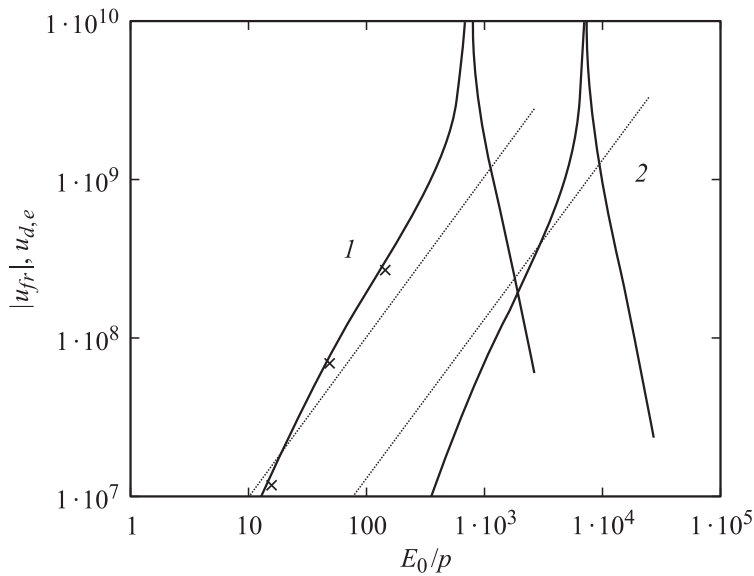


Рис. 1. Зависимость модуля скорости (cm/s) фронта ионизации $|u_{fr}|$ (сплошные кривые) и дрейфовой скорости $u_{d,e}$ (пунктирные кривые) от приведенной напряженности поля на поверхности стримера E_0/p (в $V/(\text{Torr} \cdot \text{cm})$). Расчет по формулам (6)–(9). Крестиками отмечены результаты численного рассмотрения на основе модели (1) (см. текст). $N_{cr} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$; $N_0 = 10 \text{ cm}^{-3}$; $r_0 = 0.5 \text{ mm}$; $p = 1 \text{ atm}$. 1 — для гелия; 2 — для ксенона. Для гелия $(E_0/p)_{cr} \approx 720 \text{ V}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$; для ксенона $(E_0/p)_{cr} \approx 7 \text{ kV}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$. Использовались данные работ [16–18].

Формула (7) была проверена непосредственными численными расчетами для сферически симметричного сгустка (рис. 1). По формуле (1) рассчитывалось распределение плотности электронов в различные моменты времени. По этим данным вычислялись значения радиуса фронта r_{fr} в различные моменты времени и аппроксимировались линейной зависимостью, которая определяла скорость фронта. Несколько точек, полученных таким путем, представлено на рис. 1.

Скорость фронта в H_2 и SF_6 . При анализе скорости фронта размножения фона в N_2 и в SF_6 (рис. 2) использовались величины α_i и u_{de} , протабулированные соответственно в работах [20] и [21].

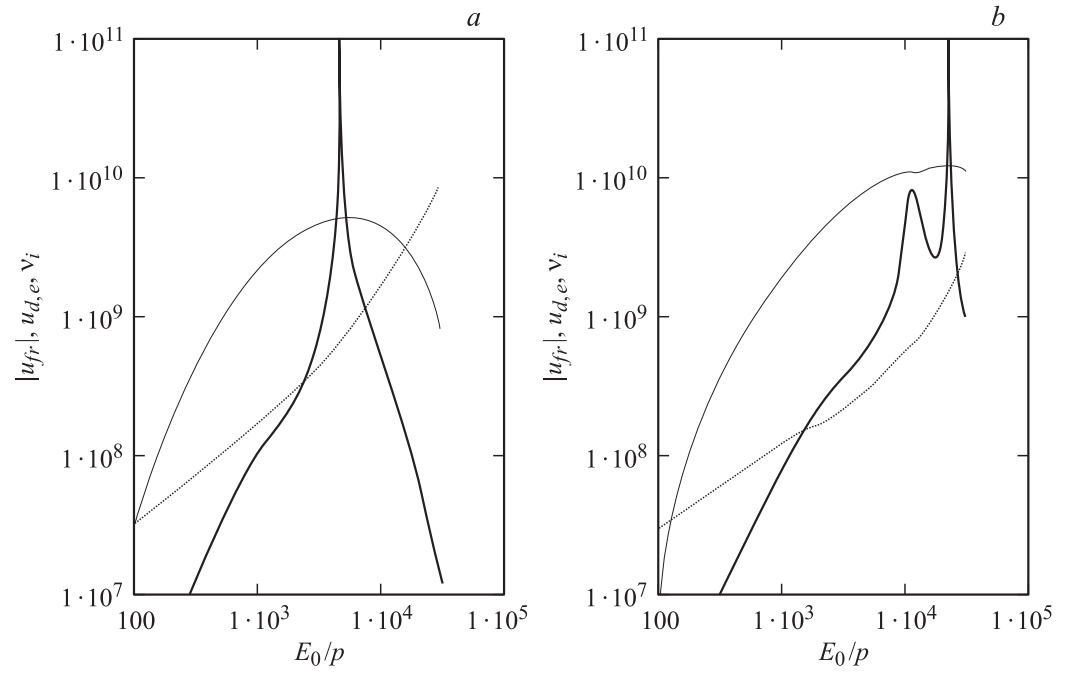


Рис. 2. Зависимость модуля скорости (cm/s) фронта ионизации $|u_{fr}|$ (сплошные кривые), дрейфовой скорости $u_{d,e}$ (пунктирные кривые) и частоты ионизации ν_i (s^{-1} , тонкие сплошные кривые) от приведенной напряженности поля на поверхности стримера E_0/p (в $\text{V}/(\text{Torr} \cdot \text{cm})$) в N_2 (a) и в SF_6 (b). $N_{cr} = 10^{14} \text{cm}^{-3}$; $N_0 = 10 \text{cm}^{-3}$; $r_0 = 0.5 \text{mm}$; $p = 1 \text{atm}$. Для N_2 $(E_0/p)_{cr} \approx 4.7 \text{kV}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$; для SF_6 $(E_0/p)_{cr} \approx 23 \text{kV}/(\text{cm} \cdot \text{Torr})$. Использовались данные работ [20,21].

Немонотонность скорости фронта размножения фона в SF_6 связана с немонотонностью производной от частоты ионизации. Это обусловлено наличием в SF_6 трех пороговых энергий ионизации (20, 40 и 50 eV).

4. 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 $\sim 10^7 \div 10^9$ cm/s. 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. 1). 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.

О вытягивании области ионизации. Форма головки стримера определяется конкуренцией двух факторов. Скорость фронта, согласно (7), 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 $a_i r_0 \gg 1$.

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 (5), 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. 2, *b*) также должны приводить к неустойчивости движения стримера.

5. 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. 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. 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. Однако предлагаемая модель дает простой механизм, объясняющий движение стримера к аноду и к катоду.

Список литературы

- [1] *Лёб 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] *Кацов 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. V. 42. N 4. P. 2366–2373.
- [9] *Vitello P.A., Penetrante V.M., Bardsley J.N.* // *Phys. Rev. E.* 1990. V. 49. N 6. P. 5574–5598.
- [10] *Kulikovskiy A.A.* // *Phys. Rev. E.* 1998. V. 57. N 6. P. 7066–7074.
- [11] *Rocco A., Ebert U., Hundsdorfer W.* // *Phys. Rev. E.* 2002. V. 66. N 035102 (R). P. 1–4.
- [12] *Arrayás M., Ebert U., Hundsdorfer W.* // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. N 17. P. 174502-1–174502-4.
- [13] *Kulikovskiy A.A.* // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. N 22. P. 229401 (1).
- [14] *Руденко Н.С., Сметанин В.И.* // *Изв. вузов. Физика.* 1977. № 7. С. 34–39.
- [15] *Бабич Л.П.* // *Физика плазмы.* 1981. Т. 7. В. 6. С. 1419–1422.
- [16] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // *Письма в ЖЭТФ.* 2003. Т. 77. В. 5. С. 264–269.
- [17] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // *Письма в ЖТФ.* 2003. Т. 29. В. 16. С. 54–62.
- [18] *Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // *Laser physics.* 2002. V. 12. N 7. P. 1022.
- [19] *Tkachev A.N., Yakovlenko S.I.* // *Laser physics.* 2003. V. 12. N 9.
- [20] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // *Письма в ЖТФ.* 2003. Т. 29. В. 16. С. 45–49.
- [21] *Ткачев А.Н., Яковленко С.И.* // *Письма в ЖЭТФ* (в печати).