

01;03;04

Моделирование положительных стримеров в жидком аргоне

© Н.Ю. Бабаева, Г.В. Найдис

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

Поступило в Редакцию 26 ноября 1997 г.

В окончательной редакции 18 июня 1998 г.

Методом численного моделирования исследуется динамика положительных стримеров в жидком аргоне. Показано, что, как и в газах, характер распространения стримера зависит от величины напряженности поля в разрядном промежутке. Установлена существенная по сравнению со стримерами в газах роль процесса электрон-ионной рекомбинации в канале стримера.

Исследование предпробойных явлений в диэлектрических жидкостях представляет значительный интерес в связи с применениями в высоковольтной изоляции, в детектировании заряженных частиц и пр. Характер предпробойных явлений в жидкостях весьма многообразен и зависит от рода жидкости, от длительности импульса и величины приложенного поля (см., например, [1]). Различают так называемые "пузырьковый" и "электронный" механизмы пробоя. Первый связан с фазовым переходом — образованием парогазовых пузырьков, формирующих проводящий канал. Второй аналогичен механизму пробоя газов, обусловленному ионизацией частиц среды электронным ударом. "Электронный" механизм характерен для жидкостей с высокой подвижностью заряженных частиц (таких как сжиженные аргон, ксенон, метан) и реализуется в наносекундном масштабе времен. Естественно предположить, что наблюдаемое в этом случае формирование в жидкостях тонких плазменных каналов — стримеров имеет тот же характер, что и в газах.

В отличие от ситуации с газами, для которой динамика стримеров описана с достаточной полнотой, для стримеров в жидкостях предлагались лишь модели качественного уровня [2,3]. В этой связи представляет интерес использовать для описания стримеров в жидкостях количественный подход, аналогичный применяемому для газов. В данной работе приводятся результаты расчета положительного стримера в жидком аргоне на основе двумерной (осесимметричной) модели.

Рассматривается распространение стримера от положительно заряженной металлической сферы диаметром $40 \mu\text{m}$, помещенной в промежутке между плоскими параллельными электродами, создающими дополнительное однородное поле E_0 . Выбор такой геометрии [4] удобен для исследования влияния величины однородного поля (слабого по сравнению с полем вблизи сферы, где происходит формирование стримера) на характер распространения. Модель стримера, движущегося вдоль оси симметрии (проходящей через центр сферы перпендикулярно плоскостям параллельных электродов) аналогична использовавшейся ранее в [4,5]. Она включает уравнение Пуассона для потенциала электрического поля

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi, \quad \nabla^2\Phi = -4\pi e(n_i - n_e)/\varepsilon \quad (1)$$

(n_i и n_e — концентрации положительных ионов и электронов, ε — диэлектрическая проницаемость среды) и уравнения переноса для концентраций заряженных частиц

$$\partial n_e / \partial t + \nabla(n_e \mathbf{V}_e) = \alpha V_e n_e - \beta n_e n_i, \quad (2)$$

$$\partial n_i / \partial t + \nabla(n_i \mathbf{V}_i) = \alpha V_e n_e - \beta n_e n_i. \quad (3)$$

Здесь V_e и V_i — дрейфовые скорости электронов и ионов, α и β — коэффициенты ионизации и рекомбинации. Принимается, что величины V_{ei} , V_i , α и β определяются локальным значением напряженности электрического поля. В отличие от модели стримера в газе, в которой концентрация затравочных электронов перед фронтом стримера рассчитывалась путем включения в уравнения переноса члена, отвечающего объемной фотоионизации, а данному случаю фоновое значение n_e принимается заданным (на много порядков меньшим величины n_e в канале стримера).

Информация о значениях дрейфовых скоростей и кинетических коэффициентов в жидкостях является весьма неполной. Дрейфовая скорость электронов в жидком аргоне (при плотности частиц $n = 2.1 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) измерена в полях $E < 100 \text{ kV/cm}$ [6], для коэффициента рекомбинации известны значения в еще более узком интервале $E < 1 \text{ kV/cm}$ [7]. Прямые измерения коэффициента ионизации в жидком аргоне отсутствуют, имеются лишь косвенные данные, полученные путем анализа напряжения зажигания коронного разряда [8], а также результаты

расчетов [9]–[11]. В данной работе дрейфовая скорость электронов рассчитывалась согласно выражению

$$V_e = \frac{(4 \cdot 10^5 E^{0.04} + 0.4E) \cdot 500E}{4 \cdot 10^5 E^{0.04} + 500E} \text{ cm/s} \quad (4)$$

(E в V/cm), аппроксимирующему экспериментальные данные в относительно слабых полях и согласующемуся в сильных полях с результатами расчета [10] (отметим, что в сильных полях V_e линейно растет с ростом E [12] и ее зависимость от E/n близка к соответствующей зависимости для газообразного аргона). Для дрейфовой скорости ионов использовались данные [13]:

$$V_i = 10^{-3}E \text{ cm/s} \quad (5)$$

(в предположении, что подвижность ионов не зависит от величины поля). Для коэффициента ионизации использовалось выражение стандартного вида

$$\alpha = 2.3 \cdot 10^5 \exp\left(-\frac{3.38 \cdot 10^6}{E}\right) \text{ cm}^{-1}. \quad (6)$$

Параметры в этом выражении подбирались таким образом, чтобы получить значения α , близкие к результатам [8,11]. Коэффициент рекомбинации β принимался пропорциональным величине β_D , определяемой формулой Дебая [7]

$$\beta = \xi \beta_D = \xi \frac{4\pi e V_e}{\varepsilon E}. \quad (7)$$

Значение численного коэффициента ξ варьировалось (в условиях эксперимента [7] в слабых полях величина ξ как функция E менялась от 0.1 до 0.4).

На рис. 1 представлены изолинии концентрации электронов (в плоскости rz , где z — ось стримера) через 10 ns после старта стримера от сферы, заряженной до потенциала $U = 3$ kV, при значении приложенного поля $E_0 = 400$ kV/cm (величина ξ принята равной 0.1). Видно, что в данных условиях стример утончается (и замедляется, см. ниже) по мере распространения. Характерное значение радиуса стримера составляет ~ 10 μm . На рис. 2 для этого же варианта расчета приведены распределения электрического поля и концентрации электронов на

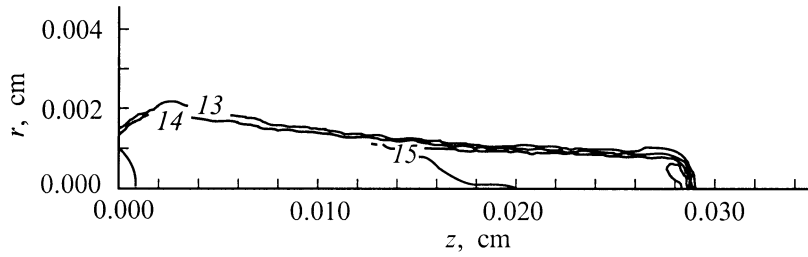


Рис. 1. Изолинии плотности электронов на оси стримера. Числа на кривых означают $\log_{10} n_e, \text{cm}^{-3}$.

оси стримера для двух моментов времени после старта: 8 и 10 ns. Видно, что концентрация электронов достигает максимального значения $n_{eh} \sim 10^{17} \text{cm}^{-3}$ в головке стримера и быстро спадает за головкой до величины $\sim 10^{15} \text{cm}^{-3}$ вследствие электрон-ионной рекомбинации. Максимальное поле на головке стримера E_h составляет $\sim 3 \text{MV/cm}$. Это значение поля отвечает известному условию [14] насыщения зависимости коэффициента ионизации α от E . Соответственно максимальное значение концентрации электронов в головке согласуется с оценкой [14]

$$n_{eh} = \frac{\varepsilon}{4\pi e} \int_0^{E_h} \alpha dE, \quad (8)$$

обобщенной на случай среды с диэлектрической проницаемостью, отличной от единицы.

Более детально структура распределений E и n_e (отнесенных к максимальным значениям) на оси стримера в области головки показана на рис. 3. Концентрация электронов в максимуме поля, при $z = z_h$, примерно на порядок меньше величины n_{eh} , и скорость рекомбинации в этой точке пренебрежимо мала по сравнению со скоростью ионизации. В области за максимумом поля при $z < z_h$ величина E , а следовательно, и частота ионизации αV_e быстро убывают. В то же время частота рекомбинации βn_i , пропорциональная концентрации положительных ионов, растет в области за головкой, и уже на небольшом расстоянии от максимума поля, существенно меньшем радиуса стримера, сравнивается с частотой ионизации. Этот результат становится понятным, если

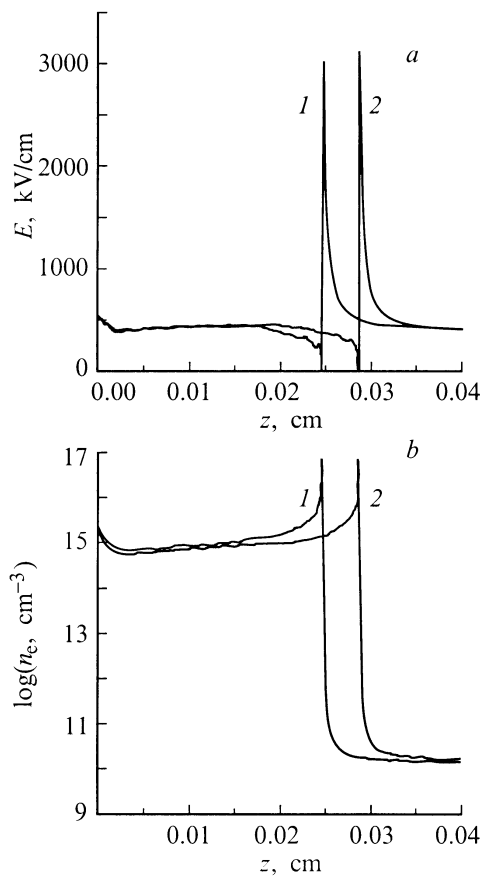


Рис. 2. Распределения напряженности электрического поля (а) и концентрации электронов (б) на оси стримера для моментов времени 8 и 10 ns (линии 1 и 2 соответственно).

обратиться к вытекающему из выражений (7) и (8) приближенному соотношению между максимальными значениями частот рекомбинации $(\beta n_i)_h$ и ионизации $(\alpha V_e)_h$:

$$(\beta n_i)_h \approx \xi (\alpha V_e)_h. \quad (9)$$

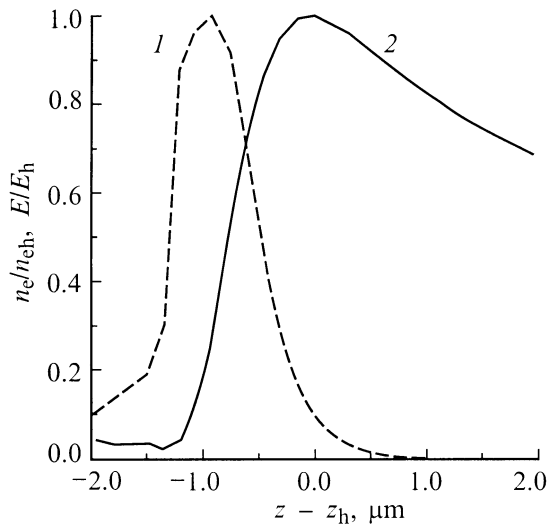


Рис. 3. Распределения относительных значений концентрации электронов (1) и напряженности электрического поля (2) на оси стримера в области головки.

Отсюда видно, что это величины одного порядка, т. е. процесс рекомбинации важен уже в головке стримера.

Отметим, что вывод о существенной роли электрон-ионной рекомбинации в динамике стримеров в плотных средах не является неожиданным. Как уже отмечалось в [5], частота ионизации в головке пропорциональна давлению газа P , тогда как концентрация заряженных частиц в канале стримера, а следовательно и частота рекомбинации, пропорциональны P^2 . Поэтому очевидно, что при некотором достаточно большом значении P процесс рекомбинации станет существенным уже в головке стримера.

Немонотонный характер распределений параметров плазмы в канале стримера в жидком аргоне напоминает соответствующие распределения в сильно электроотрицательном газе [15,16]. Общим является и то, что для стационарного (без уменьшения скорости) распространения даже сравнительно коротких стримеров должен поддерживаться баланс процессов образования и гибели электронов в канале стримера.

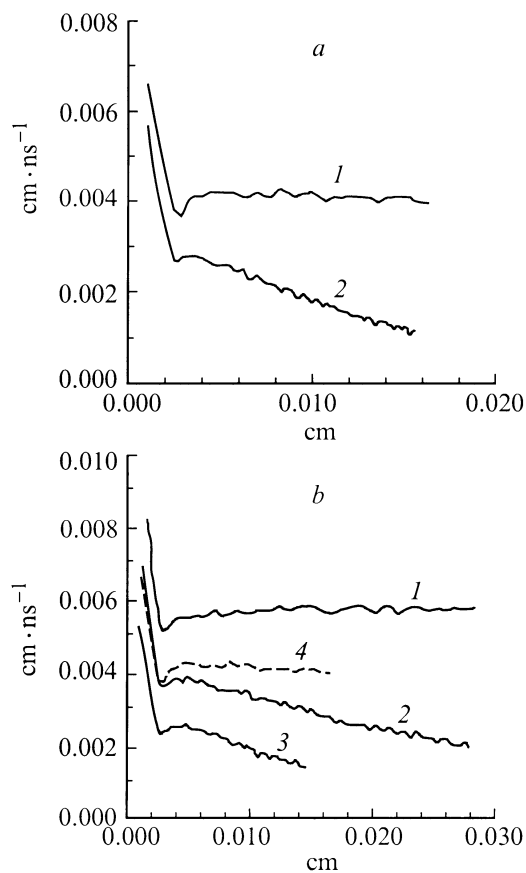


Рис. 4. Зависимость скорости стримера от его длины: *a* — $U = 2 \text{ kV}$, $E_0 = 500 \text{ kV/cm}$, $\xi = 0.1$ (1) и 0.3 (2); *b* — $U = 3$ (1-3) и 2 (4) kV; $E_0 = 500$ (1, 4), 400 (2) и 300 (3) kV/cm.

Влияние рекомбинации на параметры стримера иллюстрирует рис. 4, *a*, где приведена скорость стримера как функция его длины, рассчитанная при одинаковых внешних условиях ($U = 2 \text{ kV}$, $E_0 = 500 \text{ kV/cm}$) и разных значениях коэффициента ξ . Видно, что

изменение ξ существенно меняет характер движения стримера. На рис. 4, *b* приведены значения скорости (при $\xi = 0.1$) для различных внешних условий. В зависимости от величины поля E_0 стример может ускоряться либо замедляться. Распространение стримера с постоянной скоростью отвечает при данном выборе ξ значению $E_0 = 500$ кВ/см. В эти условия величина поля в канале стримера, примерно равная E_0 , обеспечивает равенство частот ионизации и рекомбинации.

Отметим, что, как и в газах [4], характер распространения стримера не зависит от условий его формирования (от величины потенциала сферы U). С ростом U происходит лишь рост средней скорости и соответственно радиуса стримера. Характерные значения скорости стримера согласуются по порядку величины с измеренными скоростями распространения волны пробоя в жидком аргоне в однородных полях напряженностью 300–400 кВ/см [17].

Подчеркнем в заключение, что приведенные результаты получены в отсутствии полной информации о значениях кинетических коэффициентов. С появлением новых данных эти результаты подлежат уточнению. В частности, использование зависимостей коэффициента ионизации α от E , насыщающихся в более сильных полях (типа рассчитанной в [10]), приведет к росту E_h и n_{eh} , а также к росту поля E_0 , отвечающего стационарному распространению. Однако есть основания ожидать, что подобные уточнения не изменят существенно характер распределений параметров плазмы стримера и не скажутся на заключении о важной роли электрон-ионной рекомбинации в динамике стримеров в жидкости.

Авторы благодарны В.М. Атражеву и А.А. Белевцеву за полезное обсуждение. Авторы также благодарят рецензента, обратившего их внимание на соотношение (9) между частотами ионизации и рекомбинации в головке стримера.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 96–02–16801).

Список литературы

- [1] Jones H.M., Kunhardt E.E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. N 1. P. 178–188.
- [2] Chadband W.G. // IEEE Trans. Electr. Ins. 1988. V. 23. N 4. P. 697–706.
- [3] Atrazhev V.M. // Proc XI Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids. Baden, Switzerland, 1993. P. 264–267.

- [4] *Babaeva N.Yu., Naidis G.V.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. N 2. P. 375–379.
- [5] *Babaeva N.Yu., Naidis G.V.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. N 9. P. 2423–2431.
- [6] *Schmidt W.G.* // IEEE Trans. Electr. Ins. 1984. V. 19. N 2. P. 389–406.
- [7] *Shinsaka K., Codama M., Srithanratana T.* et al. // J. Chem. Phys. 1988. V. 88. N 12. P. 7529–7536.
- [8] *Hernandes-Avila J.L., Bonifaci N., Denat A.* // IEEE Trans. Diel. Electr. Ins. 1994. V. 1. N 3. P. 412–417.
- [9] *Atrazhev V.M., Dmitriev E.G., Iakubov I.T.* // IEEE Trans. Electr. Ins. 1991. V. 26. N 4. P. 586–591.
- [10] *Kunhardt E.E.* // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N 9. P. 4235–4244.
- [11] *Bonifaci N., Denat A., Atrazhev V.M.* // IEEE Trans. Diel. Electr. Ins. 1995. V. 2. N 1. P. 137–142.
- [12] *Belevtsev A.A.* // Proc. XI Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids. Baden, Switzerland, 1993. P. 135–139.
- [13] *Bonifaci N., Denat A.* // Proc. XII Int. Conf. on Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids. Roma, Italy, 1996. P. 37–40.
- [14] *Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю.* // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 2. С. 321–332.
- [15] *Dhali S.K., Pal A.K.* // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 5. P. 1355–1362.
- [16] *Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. № 3. С. 895–907.
- [17] *Yoshino K.* // IEEE Trans. Electr. Ins. 1980. V. 15. N 3. P. 186–200.