

01;04

## **Влияние нелокальных эффектов на динамику стримеров в положительных коронных разрядах**

© Г.В. Найдис

Объединенный институт высоких температур, Москва

(Поступило в Редакцию 13 марта 1997 г.)

Методом численного моделирования исследуется влияние нелокальности энергетического распределения электронов в области головки стримера в воздухе на параметры стримерной плазмы. Учет нелокальности приводит к росту напряженности электрического поля в головке стримера и плотности электронов в канале. Радиус стримера при этом уменьшается; скорость и ток стримера, а также эффективность наработки химически активных частиц остаются практически такими же, как при локальном подходе.

При развитии газовых разрядов высокого давления часто наблюдается формирование волн ионизации в виде тонких плазменных каналов — стримеров. В последнее время для исследования динамики стримеров широко применяются численные методы. При моделировании перенос заряженных частиц рассматривается, как правило, в диффузионно-дрейфовом приближении, с использованием локальной связи кинетических коэффициентов с приведенной напряженностью поля  $E/n$ . Поскольку в процессе распространения стримера электрическое поле в области фронта ионизации (головки стримера) быстро меняется в пространстве и во времени, представляет интерес исследование роли нелокальных эффектов. Наиболее корректно они могут быть учтены путем использования метода Монте-Карло. Однако этот метод требует значительных вычислительных затрат, что существенно ограничивает возможности его применения. В [1,2] методом Монте-Карло исследовалась динамика формирования стримера в сильном однородном поле (в плоскопараллельном промежутке), в [3] этот метод использовался при анализе структуры фронта стримера в рамках квазидвумерной модели (с фиксированным радиусом стримера) Результаты сопоставлялись с расчетами в рамках диффузионно-дрейфового приближения, а также с

результатами гидродинамического приближения. Последнее включает транспортные уравнения для концентрации электронов, а также их средних скорости и энергии в предположении о том, что значения кинетических коэффициентов определяются величиной средней энергии электронов. Такой подход оправдан лишь при достаточно высокой степени ионизации газа, когда частые межэлектронные столкновения устанавливают максвелловское распределение электронов по энергиям. Для слабоионизованной плазмы, в частности в типичных условиях стримерного разряда, более корректно использовать приближение [4,5], основанное на расчете поправок к функции распределения электронов по энергиям, пропорциональных пространственным и временным производным приведенной напряженности поля и концентрации электронов. Это приближение применяется в данной работе при моделировании распространения стримера в положительном коронном разряде в атмосферном воздухе.

Модель распространения стримера в промежутке между сферическим анодом и плоским катодом вдоль оси симметрии (проходящей через центр сферы перпендикулярно плоскости) аналогична использовавшейся ранее в [6–8]. Она включает уравнение Пуассона для потенциала электрического поля

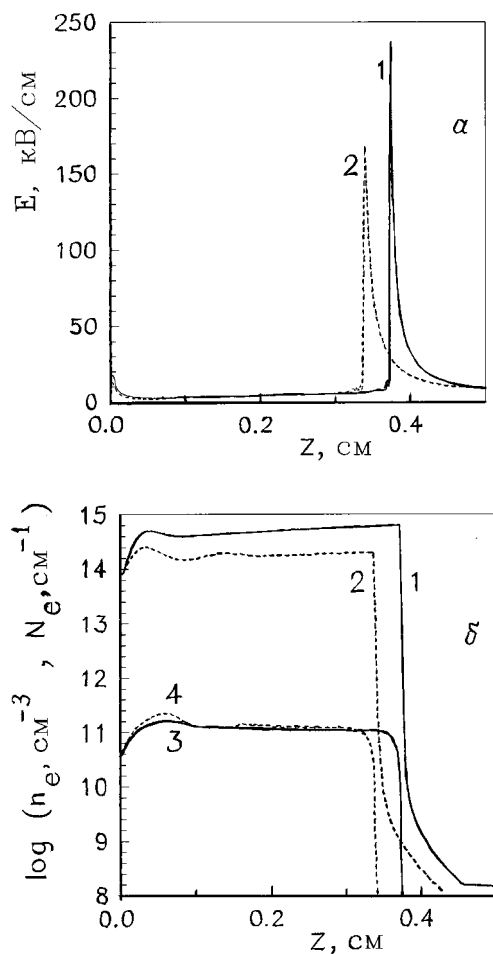
$$\mathbf{E} = -\nabla U, \quad \nabla^2 U = -4\pi\rho, \quad (1)$$

где  $\rho = e(n_p - n_n - n_e)$  — объемная плотность заряда ( $n_p, n_n, n_e$  — концентрации положительных и отрицательных ионов и электронов), и уравнения переноса для концентраций заряженных частиц

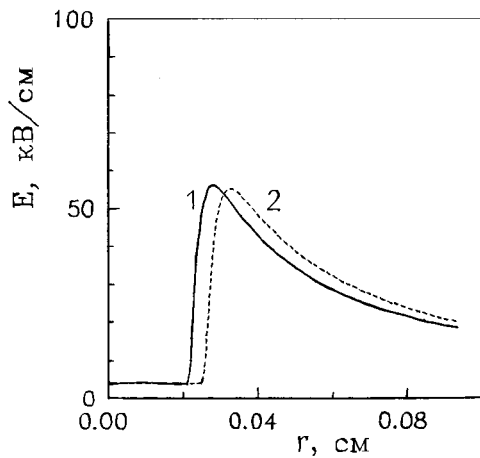
$$\partial n_j / \partial t + \nabla(n_j \mathbf{V}_j) = F_j + S_j, \quad \mathbf{V}_j = \mu_j \mathbf{E} - D_j \nabla \ln(n_j). \quad (2)$$

Здесь  $\mu_j$  и  $D_j$  — коэффициенты подвижности и диффузии частиц сорта  $j$ , члены  $F_j$  отвечают суммам вкладов локальных кинетических процессов образования и гибели частиц (ионизации, прилипания, электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации), члены  $S_j$  описывают образование затравочных заряженных частиц перед фронтом стримера вследствие объемной фотоионизации.

В отличие от модели [6–8], в которой значения констант процессов, входящих в  $F_j$ , принимались отвечающими локальным значениям напряженности электрического поля, в данной работе при расчете константы



**Рис. 1.** Распределения напряженности электрического поля и плотности электронов на оси стримера:  $a$  — напряженность поля  $E$ : 1 — с учетом, 2 — без учета нелокальности;  $b$  — объемная  $n_e$  (1, 2) и линейная  $N_e$  (3, 4) плотности электронов; 1, 3 — с учетом, 2, 4 — без учета нелокальности.



**Рис. 2.** Распределения напряженности электрического поля по радиусу стримера: 1 — с учетом, 2 — без учета нелокальности.

скорости ионизации (наиболее резко зависящей от вида функции распределения электронов по энергиям) используется выражение [4,5]:

$$K_i K_{i0} = 1 + k_1 \mathbf{e} \nabla \ln n_e + k_2 \frac{n}{E} \nabla (E/n) + k_3 \mathbf{e} \nabla \ln(E/n) + k_4 \frac{\partial \ln(E/n)}{\partial t}, \quad (3)$$

где значение константы ионизации  $K_{i0}$  отвечает стационарным однородным условиям,  $\mathbf{e} = \mathbf{E}/E$ . Коэффициенты  $k_1 - k_4$ , зависящие от  $E/n$ , рассчитаны в [4,5] для плазмы азота. Выражения, аналогичные (3), описывают и поправки к константам возбуждения электронных состояний и диссоциации. Согласно расчетам [4,5], значения коэффициентов  $k_1 - k_4$  для процессов с большими порогами близки к соответствующим коэффициентам для ионизации. Это обстоятельство, а также близость функции распределения электронов по энергиям в воздухе и азоте (при значениях  $E/n$ , характерных для распространения стримера) позволяют использовать рассчитанные для азота значения коэффициентов и при моделировании стримера в воздухе. Отметим, что учет нелокальности согласно выражению (3) не приводит к заметному усложнению расчетной схемы, разработанной ранее [6-8] для локальной модели.

На рис. 1 представлены распределения параметров плазмы на оси стримера (рассчитанные как с учетом, так и без учета поправки (3) на нелокальность), соответствующие радиусу анода  $R_{\text{сф}} = 0.05$  см, расстоянию между электродами  $d = 0.5$  см и приложенному напряжению  $U = 6$  кВ, для момента времени  $t = 5.6$  нс после старта стримера. Видно, что поле  $E$  в головке стримера и концентрация электронов  $n_e$  в канале, полученные при учете нелокальности, выше соответствующих значений, рассчитанных в локальном приближении. При этом, однако, линейная плотность электронов  $N_e$  (интеграл от концентрации по сечению стримера) при учете нелокальности практически не изменяется по сравнению с результатом локального подхода. Это означает, что учет нелокальности приводит к уменьшению характерного радиуса стримера (который может быть оценен, например, как  $(N_e/\pi n_e)^{1/2}$ ). Об уменьшении радиуса свидетельствует и приведенное на рис. 2 сопоставление радиальных распределений напряженности поля (для условий рис. 1) в сечении канала стримера  $z = 0.2$  см, полученных с учетом и без учета нелокальности.

Скорость стримера, как видно из рис. 1, оказывается несколько большей при использовании нелокальных поправок (аналогично [2], где отмечался небольшой рост скорости стримера в однородном поле, рассчитанной методом Монте-Карло, по сравнению с результатом локального подхода). Изменение тока стримера вследствие нелокальности невелико. Практически не меняются также по сравнению с рассчитанными в локальном приближении значениями [9] энергетические цены наработки химически активных частиц — атомов азота и кислорода. Таким образом, основные характеристики стримера, имеющие прикладной интерес, могут с приемлемой точностью рассчитываться в рамках локального подхода.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 96-02-16801) и ИНТАС (грант 94-4207).

## Список литературы

- [1] Kunhardt E.E., Tzeng Y. // Phys. Rev. A. 1988. V. 38. P. 1410–1421.
- [2] Guo J., Wu C. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1993. V. 21. N 6. P. 684–695.
- [3] Швейгерт В.А. // ТВТ. 1991. Т. 29. № 2. С. 227–234.

- [4] Александров Н.Л., Дятко Н.А., Кочетов И.В. // Физ. плазмы. 1995. Т. 21. № 9. С. 806–811.
- [5] Aleksandrov N.L., Kochetov I.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. N 6. P. 1476–1483.
- [6] Найдис Г.В. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. № 4. С. 1288–1296.
- [7] Babaeva N.Yu., Naidis G.V. // Phys. Lett. A. 1996. V. 215. P. 187–190.
- [8] Babaeva N.Yu., Naidis G.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. V. 29. N 9. P. 2423–2431.
- [9] Naidis G.V. // Proc. XIII Europ. Sect. Conf. on Atom. Molec. Phenom. Ioniz. Gases. Poprad, Slovakia. 1996. P. 127–128.