

## ФОТОИОНИЗАЦИЯ КАК МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ СТРИМЕРА

А.П. Бройтман, О.А. Омаров, С.А. Решетняк, А.А. Рухадзе

УДК 537.52

*Рассмотрен механизм возникновения и развития стримера при воздействии на газ рекомбинационного излучения плазменной области лавины. Найдены распределения электронов, ионов и поля в разрядном промежутке. Определены скорости катодно- и анодонаправленного стримеров. Полученные решения качественно согласуются с экспериментальными данными.*

Характерной особенностью стримерного пробоя газа является образование рекомбинирующего слоя плазмы [1,2], представляющего собой мощный поверхностный источник излучения резонансных фотонов [3]. Было показано [3], что скорость рождения вторичных электронов в результате поглощения этого излучения на расстоянии  $z$  от поверхности слоя

$$Q(z) = C/z^{1/2}, \quad 0 < z < L,$$

$$Q(z) = C_1/z^{3/2}, \quad L < z < \infty,$$

где  $L$  – толщина слоя,  $C$  – зависящая от параметров системы константа,  $C_1 = LC$ .

Вторичные электроны вызывают новые лавины ионизации, приводящие к возникновению поля разделения зарядов, направленного противоположно внешнему полю  $\mathcal{E}_0$ . Распределения плотностей электронов  $N_e$  и ионов  $N_i$  определяются уравнениями

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \frac{\partial j_e}{\partial z} = \nu N_e + Q = \frac{\partial N_i}{\partial t}, \quad 0 < z, t < \infty, \quad (1)$$

где  $j_e = uN_e - D\partial N_e/\partial z$  – поток электронов,  $u$  – скорость их электрического дрейфа,  $D$  – коэффициент диффузии,  $\nu$  – частота ионизации атомов газа электронным ударом.

Движением ионов пренебрегаем. Рассматриваем начальные условия  $N_e(t=0) = N_i(t=0) = 0$ . Граничное условие к уравнению (1) для электронов берем в виде  $j_e(z=0) = 0$ . Коэффициенты в (1) полагаем постоянными.

Поставленная краевая задача (1) допускает точное решение (см., например, [4]):

$$N_e(z, t) = (4\pi D)^{-1/2} \int_0^t \tau^{-1/2} \exp(\beta\tau) d\tau \int_0^\infty Q(\xi) f(z, \xi, \tau) \exp[-a(\xi - z) - (\xi - z)^2/4D\tau] d\xi,$$

$$f(z, \xi, \tau) = 1 + \{1 - 2a(\pi D\tau)^{1/2} [1 - \Phi(\mu/2)] \exp(\mu^2/4)\} \exp(-z\xi/D\tau), \quad (2)$$

где  $a = u/2D$ ,  $\beta = \nu - u^2/4D$ ,  $\mu = (D\tau)^{-1/2}(z + \xi + u\tau)$ ,  $\Phi(x)$  — интеграл ошибок. Оно справедливо как для прианодной, так и для прикатодной областей газа относительно плазменного слоя. Рассмотрим оба случая отдельно, учитывая, что нас интересуют времена  $t > \nu^{-1} \lesssim 10^{-9}$  с.

Анализ решения (2) для прианодной области показывает, что плотность электронов имеет максимум при  $z = ut$ , обусловленный дрейфом электронов, направленным от поверхности излучающего слоя. Для расстояний  $(2a)^{-1} < z < ut(1 - 2D\nu/u^2) \cong ut$  интегрирование по  $\tau$  в (2) методом "перевала" дает

$$N_e(z) = C(\pi/\nu u)^{1/2} \Phi(\sqrt{\nu z/u}) \exp(\nu z/u). \quad (3)$$

Выполняя в (2) интегрирование методом перевала по  $\xi$ , для  $z > ut + 2(Dt)^{1/2}$  имеем

$$N_e(z, t) = \int_0^t Q(z - u\tau) \exp(\nu\tau) d\tau. \quad (4)$$

Подстановка в (4)  $Q(z) = C/z^{1/2}$  приводит к выражению

$$N_e(z, t) = C(\pi/\nu u)^{1/2} \{\Phi(\sqrt{\nu z/u}) - \Phi(\sqrt{\nu(z - ut)/u})\} \exp(\nu z/u). \quad (5)$$

При  $z = ut$  формулы (3) и (5) совпадают, поэтому можно предположить, что они дают небольшую ошибку при вычислении  $N_e$  и в самой точке максимума.

В прикатодной области  $u < 0$  ( $\mathcal{E}_0 > 0$ ) и электрический дрейф прижимает электроны к излучающей поверхности. Плотность электронов максимальна в точке  $z = 0$ . Распределение электронов в прикатодной области также определяется формулой (2) с точностью до замены  $u$  на  $-u$ . Выполняя интегрирование в (2) по переменной  $\xi$  методом перевала для  $z > Du^{-1} \ln(u\sqrt{t/D})$  получаем

$$N_e(z, t) = \int_0^t Q(z + u\tau) \exp(\nu\tau) d\tau. \quad (6)$$

Из (4) и (6) видно, что уменьшение плотности электронов с ростом  $z$  определяется скоростью рождения  $Q$  вторичных электронов. Отметим, что эти формулы могут быть получены непосредственно путем решения уравнения (1) при  $D = 0$ .

Учтем теперь, что основной вклад в интегралы (4) и (6) дает область

вблизи верхнего предела. Тогда для прианодной и прикатодной областей имеем соответственно:

$$N_e \cong \nu^{-1} Q(z - ut) \exp(\nu t), \quad z \gg ut,$$

$$N_e \cong \nu^{-1} Q(z + ut) \exp(\nu t). \quad (7)$$

Решение уравнения (1) для ионов определяется выражением:

$$N_i(z, t) = \nu \int_0^t N_e(z, \tau) d\tau + Q(z) t. \quad (8)$$

Для моментов времени  $t > \nu^{-1}$  основным процессом, приводящим к росту  $N_i$ , является ионизация атомов газа электронным ударом. Поэтому вторым слагаемым в (8) можно пренебречь. Подставляя (7) в (8) и производя разложение подынтегральной функции в ряд Тейлора в окрестности точки  $\tau = t$ , получаем соответственно для прианодной и прикатодной областей

$$N_i(z, t) = N_e(z, t) + uv^{-2} \exp(\nu t) \partial Q(z - ut) / \partial z, \quad z \gg ut,$$

$$N_i(z, t) = N_e(z, t) - uv^{-2} \exp(\nu t) \partial Q(z + ut) / \partial z. \quad (9)$$

Очевидно, что  $N_i > N_e$  в прикатодной области и для  $z \lesssim ut$  в прианодной, где распределение ионов задается простым умножением (3) на  $\nu t$ . Для расстояний  $z \gg ut$  в прианодной области  $N_i < N_e$ . Характерные распределения заряженных частиц изображены на рис. 1.

Поле  $\mathcal{E}$  в разрядном промежутке определяется уравнением Пуассона:

$$\partial \mathcal{E} / \partial z = 4\pi e (N_i - N_e). \quad (10)$$

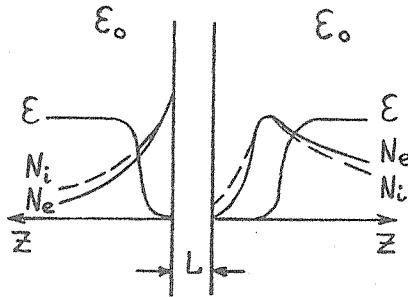


Рис. 1. Распределения поля и заряженных частиц для катодно- и анодо-направленного стримеров (соответственно слева и справа от плазменного слоя толщиной  $L$ )

После подстановки (7) и (9) в (10) и интегрирования по  $z$  для прианодной области имеем:

$$\mathcal{E} = -\mathcal{E}_0 + 4\pi e u \nu^{-2} Q(z - ut) \exp(\nu t), \quad z \geq ut, \quad (11)$$

второе слагаемое в (11) есть поле разделения зарядов.

В соответствии с представлением функции  $Q(z)$  находим из (11) положение точки  $z_0$ , в которой результирующее поле  $\mathcal{E} = 0$ :

$$\begin{aligned} z_0 &= (4\pi e u \nu^{-2} \mathcal{E}_0^{-1} C)^2 \exp(2\nu t) + ut, \quad z_0 < L + ut, \\ z_0 &= (4\pi e u \nu^{-2} \mathcal{E}_0^{-1} C_1)^{2/3} \exp(2\nu t/3) + ut, \quad z_0 > L + ut. \end{aligned} \quad (12)$$

Точка  $z_0$  характеризует положение фронта плазменной области. Дифференцирование (12) по  $t$  приводит к выражению для скорости прорастания этой области к аноду, т.е. к скорости распределения анодонаправленного стримера:

$$\begin{aligned} v_A &= (2/\nu^3) (4\pi e u \mathcal{E}_0^{-1} C)^2 \exp(2\nu t) + u, \quad z_0 < L + ut, \\ v_A &= (2/3\nu^{1/3}) (4\pi e u \mathcal{E}_0^{-1} C_1)^{2/3} \exp(2\nu t/3) + u, \quad z_0 > L + ut. \end{aligned} \quad (13)$$

Распределение поля в прикатодной области и скорость катодонаправленного стримера находятся путем замены  $\mathcal{E}_0, u$  на  $-\mathcal{E}_0, -u$ .

Оценки показывают, что пока первое слагаемое в (13) мало наблюдается только "медленный" анодонаправленный стример, распространяющийся со скоростью  $v_A \sim u$ . Катодный стример отсутствует. В последующие моменты времени, когда первое слагаемое в (13) превосходит по величине второе, происходит ускорение анодонаправленного и возникновение катодонаправленного стримера. Для пробоя гелия при  $\mathcal{E}_0 = 10^4$  В/см,  $N = 3 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ ,  $\nu = 6,9 \cdot 10^8$  с $^{-1}$ ,  $T_e = 6$  эВ и  $C = 10^{15}$  с $^{-1}$  см $^{-5}$  в момент  $t = 15$  нс  $v_k \cong v_A = 2,6 \cdot 10^7$  см/с, что примерно в три раза больше дрейфовой скорости, а еще через 2 нс  $v_k \cong v_A = 5 \cdot 10^8$  см/с.

Формирование стримерного пробоя в газе, вытекающее из полученных решений, хорошо согласуется с экспериментальными данными /1,5/.

Проведенный анализ выполнен в приближении постоянных коэффициентов  $u, D, \nu$ , зависящих от средней энергии электронов  $T_e$ . В общем случае уравнения (1), (8), (10) следует решать совместно с уравнением энергетического баланса для электронов. Тогда система уравнений является нелинейной и довольно сложной для нахождения ее аналитического решения. Учет нелинейности приведет к более резким изменениям по координате физи-

ческих величин вблизи точек, где поле спадает до нуля, но не изменит общей картины в целом.

Поступила в редакцию 21 апреля 1984 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. О.А. Омаров и др., Физика плазмы, 4, в. 2, 338 (1978).
2. А.П. Бройтман и др., Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 50 (1984).
3. А.П. Бройтман и др., Краткие сообщения по физике ФИАН, № 9, 27 (1984).
4. Б.М. Будак, А.А. Самарский, А.Н. Тихонов, Сборник задач по математической физике, "Наука", М., 1972 г.
5. Н.С. Руденко, В.И. Сметанин, ЖЭТФ, 61, № 7, 146 (1971).