

01; 04

© 1990

## СКОРОСТЬ СТРИМЕРА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ОТ ОСТРИЯ, ПРИ ЛИНЕЙНОМ РОСТЕ НАПРЯЖЕНИЯ

М.И. Дьяконов, В.Ю. Качоровский

1. Экспериментально установлено, что при стримерном разряде с острия, потенциал которого  $U$  растет со временем, скорость распространения стримера пропорциональна величине  $dU/dt$ . Такая закономерность отмечена как для газа [1], так и для полупроводниковых кристаллов [2].

Эта зависимость наблюдается при достаточно больших значениях  $dU/dt$  в условиях, когда на острие подается импульс напряжения и развитие стримера происходит на переднем фронте импульса.

Наблюдаемую зависимость скорости стримера  $v$  от  $dU/dt$  можно представить в виде

$$v = B \frac{dU}{dt}, \quad (1)$$

где  $B$  — постоянная величина, причем  $1/B$  имеет размерность электрического поля. Теоретической интерпретации соотношения (1) пока не существует.

Цель настоящей работы состоит в объяснении зависимости (1) и определении коэффициента  $B$ .

Ранее [3, 4] мы исследовали развитие стримера при постоянном напряжении на разрядном промежутке и получили выражения для основных параметров стримера, справедливые с точностью до численных коэффициентов. Было показано [3], что если к острию приложено постоянное напряжение, то стример распространяется лишь в течение некоторого времени  $t_0$ , пока заряд успевает растекаться по длине стримерного канала. При  $t > t_0$  стример останавливается, поскольку потенциал его головки сильно уменьшается по сравнению с потенциалом острия.

В работе [4] было рассмотрено распространение стримера в однородном внешнем поле  $\mathcal{E}$ . В этом случае стример распространяется и при  $t > t_0$ . При этом, как показано в [4], существует единственное значение внешнего поля  $\mathcal{E}_c$ , при котором возможно стационарное распространение (с постоянными скоростью и радиусом головки). При значениях внешнего поля, отличных от  $\mathcal{E}_c$ , скорость стримера увеличивается (при  $\mathcal{E} > \mathcal{E}_c$ ) или уменьшается (при  $\mathcal{E} < \mathcal{E}_c$ ) со временем.

В рассматриваемой здесь ситуации, когда потенциал острия достаточно быстро нарастает во времени, распространение стримера также оказывается возможным и при  $t > t_0$ . Как мы покажем,

соотношение (1) должно выполняться именно при  $t > t_0$ , т. е. в условиях, когда заряд не успевает растекаться по каналу стримера.

2. Пусть имеется стержень длиной  $L$  и радиусом  $R$  ( $L \gg R$ ), напряжение  $U$  на котором линейно растет со временем. Второй электрод (например, плоскость) находится на расстоянии гораздо большем  $L$ . Рассмотрим развитие стримера с конца стержня на той стадии, когда длина стримерной нити  $l$  удовлетворяет условию  $L \gg l \gg R$ .

(2)

Предлагаемое объяснение соотношения (1) основано на следующих соображениях. 1) Поле  $\mathcal{E}$  на расстоянии  $l$  от конца стержня при выполнении условия (2) определяется выражением

$$\mathcal{E} = \frac{U}{l \ln\left(\frac{L}{R}\right)}, \quad (3)$$

которое справедливо с логарифмической точностью при  $\ln(L/R) \gg 1$ .

2) Согласно результатам [4], для стационарного распространения стримера при  $t > t_0$  необходимо, чтобы внешнее поле равнялось величине  $\mathcal{E}_c$ . (Фактически, необходимо, чтобы такое поле существовало в области длиной  $v t_0$  вблизи головки стримера).

Исходя из этого, следует приравнять поле, даваемое выражением (3), величине  $\mathcal{E}_c$ . Тогда для скорости  $v = dl/dt$  получим соотношение (1), в котором

$$B = \left(\mathcal{E}_c \ln \frac{L}{R}\right)^{-1}. \quad (4)$$

Напомним, что формулы (1), (4) применимы при условии  $t > t_0$ , когда поле внутри стримерной нити равно внешнему, а также при выполнении неравенства (2). Когда длина стримера  $l$  становится порядка или больше  $L$ , то внешнее поле у его головки начинает убывать быстрее, чем это следует из (3) и скорость стримера должна уменьшаться.

Заметим также, что величина  $du/dt$  в формуле (1) должна быть достаточно велика, поскольку, как показано ранее [3], скорость стримера должна быть больше дрейфовой скорости электронов в поле  $E_0$ , существующем перед фронтом стримера ( $E_0$  — характерное поле, при котором насыщается коэффициент ударной ионизации,  $E_0 \gg \gg \mathcal{E}_c$ ).<sup>1</sup>

3. Выражения для величин  $t_0$  и  $\mathcal{E}_c$  с точностью до численных множителей были получены ранее [3, 4]:

$$t_0 \sim \frac{5r^2}{v^2}, \quad \mathcal{E}_c \sim \frac{v}{5r} E_0, \quad (5)$$

<sup>1</sup> Получаемое таким образом пороговое значение  $du/dt$ , необходимое для стационарного развития при  $t > t_0$ , оказывается больше, чем найденное в [3] пороговое значение  $(du/dt)_{th}$ , необходимое для зарождения стримера.

где  $\sigma$  - проводимость канала стримера,  $r$  - его радиус. Значение  $\sigma$  и связь между  $v$  и  $r$  были по порядку величины определены в [3, 4]. Для случая, когда дрейфовая скорость насыщается в поле  $E_S \ll E_0$ , что имеет место в полупроводниковых кристаллах, имеем  $\varepsilon_c \sim E_S / A_{\perp}$ , где  $A_{\perp} = \ln(N/n_0)$ ,  $N$  и  $n_0$  - концентрации электронов за и перед фронтом стримера. Таким образом, для этого случая мы определили коэффициент  $B$  в формуле (1) с точностью до численного множителя порядка единицы.

Для стримеров в кристалле  $CdS$  экспериментально найдено [2]  $B^{-1} = 2 \cdot 10^4$  В/см. Используя значения  $E_S = 5 \cdot 10^4$  В/см,  $A_{\perp} = 10$  и полагая  $\ln(L/R) = 3$  (величина  $L/R$  в работе [2] не приведена), по формуле (4) находим  $B^{-1} = 1.5 \cdot 10^4$  В/см.

В электроотрицательных газах (например, в воздухе) существенную роль играет прилипание электронов, которое не учитывалось в [3, 4]. В воздухе при атмосферном давлении длина прилипания гораздо меньше полной длины стримера  $l$  [1], так что головка стримера электрически не связана с электродом. Можно показать, что для применимости формул (1), (4) достаточно, чтобы длина прилипания была много больше характерной длины  $l_0 = v t_0$ , что, по-видимому, выполняется. Вместе с тем формула (5) для  $\varepsilon_c$  с учетом прилипания должна быть видоизменена. Не останавливаясь здесь на вычислении величины  $\varepsilon_c$  для этого случая, воспользуемся экспериментальным значением [1] однородного поля, в котором стример в воздухе стационарно распространяется:  $\varepsilon_c = 4.65$  кВ/см.

Приведенная в [1] величина коэффициента пропорциональности в формуле (1) составляет  $B^{-1} = 1.1 \cdot 10^4$  В/см. Геометрический фактор  $L/R$  не указан. Согласие с экспериментальным значением получается, если в формуле (4) положить  $\ln(L/R) = 2.4$ .

Таким образом, имеется хорошее согласие формул (1), (4) с экспериментальными данными.

Подчеркнем, что наше объяснение соотношения (1) основано на формуле (3) для поля длинного стержня. При разряде со сферического электрода длина стримера должна возрастать пропорционально  $t^{1/2}$  (при линейно растущем напряжении), поскольку поле шара убывает как  $1/l^2$ .

4. Покажем, что возможно также нестационарное распространение стримера. Если в какой-то момент времени внешнее поле у головки стримера больше (меньше) значения  $\varepsilon_c$ , то скорость стримера будет увеличиваться (уменьшаться) согласно уравнению [4]

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\varepsilon_c} \frac{v}{t_0}. \quad (6)$$

Уравнения (3), (6) совместно с соотношением  $v = dl/dt$  определяют при данной зависимости  $U(t)$  динамику развития стримера. Положим  $U = At$ , тогда при стационарном распространении  $l = v_0 t$ , где  $v_0 = AB$ . Исследуем малые отклонения от стационарного ре-

шения, полагая  $l = v_0 t + x$ , где  $x \ll l$ ,  $x \ll v_0$ . Линеаризуя систему уравнений (3), (6) получим

$$\ddot{x} + \frac{1}{t_0 t} x = 0. \quad (7)$$

Таким образом, скорость стримера колеблется относительно стационарного значения  $v_0$  с частотой  $\omega = (t/t_0)^{-1/2}$ , которая убывает со временем. Амплитуда колебаний скорости также убывает со временем (пропорционально  $t^{-1/4}$ ). Такие колебания можно возбудить, если на фоне линейно растущего потенциала подать дополнительный ступенчатый импульс напряжения с коротким передним фронтом.

В работе [2] отмечалось также уменьшение  $v$  с температурой (при постоянном  $dU/dt$ ): при повышении температуры от 77 до 350 К величина  $v$  уменьшалась в 5 раз. Такая зависимость естественно объясняется температурной зависимостью поля  $E_c = E_S / \Lambda$  в формуле (4). Поле насыщения определено как  $E_S = v_S / \mu$ , где  $v_S$  — насыщенное значение дрейфовой скорости электронов (не зависящее от температуры),  $\mu$  — подвижность в слабом поле. Таким образом, скорость  $v$  пропорциональна подвижности и температурные зависимости  $v$  и  $\mu$  должны совпадать. Наблюдаемое уменьшение  $v$  с температурой согласуется с уменьшением подвижности, ограниченной рассеянием на фононах.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б а з е л я н Э.М., Р а ж а н с к и й И.М. // Искровой разряд в воздухе. Новосибирск: Наука, 1988. 161 с.
- [2] О б и д и н А.З., П е ч е н о в А.Н., П о п о в Ю.М., Ф р о л о в В.А., Н а б и е в Р.Ф. // КЭ. 1982. Т. 9. В. 8. С. 1530–1535.
- [3] Д ь я к о н о в М.И., К а ч о р о в с к и й В.Ю. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 5. С. 321–332.
- [4] Д ь я к о н о в М.И., К а ч о р о в с к и й В.Ю. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. В. 5. С. 1850–1859.

Поступило в Редакцию  
12 октября 1989 г.