

04

©1995 г.

К ВОПРОСУ О РАСПРОСТРАНЕНИИ СТРИМЕРА В ВОЗДУХЕ ПРИ ЛИНЕЙНОМ РОСТЕ НАПРЯЖЕНИЯ НА ОСТРИЕ

А.В.Ивановский

(Поступило в Редакцию 3 ноября 1994 г.)

Предлагается модель стримера, в которой токопроводящий канал формируется путем расширения по мере продвижения за счет ионизации новых областей в поперечном электрическом поле. Показано, что при определенных условиях такой режим способен обеспечить распространение многометровых стримеров в воздухе. Объясняется наблюдаемая экспериментально линейная зависимость скорости стартующих с острия стримеров от крутизны импульса напряжения на стадии нарастания.

Введение

Экспериментально установлено, что по крайней мере для катодонаправленных стримеров, стартующих с острия, скорость распространения V_z прямо пропорциональна крутизне импульса напряжения dU/dt [1]. По-видимому, отсюда можно сделать ряд предположений.

Во-первых, напряженность продольной компоненты электрического поля слабо меняется по длине стримера и оценивается равной $E_z \cong 1/V_z \cdot dU/dt \cong 12$ кВ/см.

Во-вторых, ток I нарастает линейно по длине стримера и достигает максимума на острие. Это следует из справедливого при постоянной скорости распространения соотношения $I = CV_z U$, где C — погонная емкость стримера.

В-третьих, при постоянном E_z ток I может расти линейно по длине стримера только при соответствующем нарастании погонной проводимости $G = 2\pi \int_0^\infty \sigma r dr$ токонесущего канала ($\sigma(r)$ — проводимость воздуха).

В сделанных предположениях применение квазиволновых моделей [2,3] к рассматриваемой задаче, по-видимому, не оправдано в силу отсутствия в них гальванической связи головки стримера и острия. Т.е. в рамках этих моделей не обеспечивается линейное нарастание тока (погонной проводимости).

Существует также представление о стримере как высокопроводящем образовании (см., например, [4–6]). Как правило, считается, что радиус токопроводящего канала постоянен, его величина оценивается значением $10^{-3} - 10^{-2}$ см [1,7]. Ионизация в основном происходит вблизи головки стримера, где напряженность электрического поля заметно превосходит пробойное значение $E_{br} \cong 30$ кВ/см, определяемое по равенству соответствующих частот ионизации и прилипания. Получить нарастание G (т.е. σ) по длине в рамках таких представлений принципиально возможно. Однако напряженность E_z должна быть такой, чтобы были существенны процессы ударной ионизации, т.е. заметно превышать оцененное значение $\cong 12$ кВ/см. Практически в рассматриваемом поле и при длинах стримера ≥ 1 м процессы рекомбинации и прилипания, по мнению самих авторов [1,7], приводят к отсоединению стримера от электрода. Поэтому в предположениях настоящей работы такое рассмотрение стримера едва ли оправдано. Следует отметить, что детальное рассмотрение процессов в воздушной плазме показывает [6], что процесс прилипания может быть заметно компенсирован отлипанием электронов от отрицательных ионов при столкновениях с колебательно-возбужденными молекулами азота.

Нам представляются не совсем убедительными оценки, сделанные в [8] на основании развитых в [9,10] представлений о стримере. Действительно, поле оценивается из $E_z = \varepsilon_c \ln(L/R)$, где ε_c — поле, при котором возможно стационарное распространение; L — длина стержня; R — его радиус. По утверждению авторов, согласие с экспериментом наблюдается при $\ln(L/R) = 2.4$. Однако при стримерах длиной $L_0 \cong 1$ м естественно предположить, что распределение электрических полей определяется зарядами самого стримера. Заменяя в приведенной оценке L на L_0 и радиус стержня на радиус канала, получим значение логарифма $\cong 10$, т.е. заметно превышающее требуемое для согласия с экспериментом.

В настоящей работе рассматривается следующая модель стримера. Погонная проводимость G растет по длине стримера за счет увеличения размеров токопроводящей области. Внутри этой области проводимость практически не меняется по времени (ионизация мала), но, вообще говоря, зависит от расстояния до оси r . Расширение токопроводящей области происходит путем ионизации воздуха в узкой зоне в окрестности ее границы, где напряженность поперечной компоненты электрического поля E_r заметно превышает E_z . Т.е. ионизация идет в основном в поперечном электрическом поле. Предполагается, что размеры токопроводящей области заметно превосходят принятые в моделях с высокопроводящим каналом. При этом распространение обеспечивается при меньших концентрациях заряженных частиц и процессы рекомбинации, квадратичные по концентрации частиц, могут быть не существенны на рассматриваемых временах.

Ниже проводится построение приближенного решения задачи как для катодонаправленного, так и анодонаправленного стримеров в рамках изложенных выше представлений. Оцениваются основные параметры стримеров и их зависимость от скоростей кинетики ионизации воздуха (в основном скорости процесса отлипания электронов от отрицательных ионов). Обсуждается возможность реализации построенного режима распространения стримеров.

При известной проводимости среды σ уравнение непрерывности плотности тока имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\sigma \bar{E}) = 0. \quad (1)$$

Вектор напряженности электрического поля \bar{E} связан с плотностью заряда ρ соотношением

$$\varepsilon_0 \operatorname{div} \bar{E} = \rho. \quad (2)$$

Пренебрегая изменением продольной компоненты электрического поля E_z по оси z , т. е. считая E_z квазиоднородным, распишем (2) в виде

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r E_r) = \frac{\rho}{\varepsilon_0}. \quad (3)$$

Из (1), (3) получаем уравнение для поперечной компоненты электрического поля

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\varepsilon_0 \frac{\partial E_r}{\partial t} + \sigma E_r \right) \right] = -\frac{\partial}{\partial z}(\sigma E_z). \quad (4)$$

Источник в уравнении (4) определяем следующим образом. Считаем E_z однородным по сечению стримера ($\partial E_z / \partial r = 0$). Величину E_z ищем из решения квазиодномерных уравнений типа “телеграфных”

$$\frac{\partial U}{\partial z} + E_z = 0,$$

$$-\frac{\partial I}{\partial z} = C \frac{\partial U}{\partial t},$$

$$I = 2\pi E_z \int_0^{\infty} \sigma r dr, \quad (5)$$

где U , I — потенциал и ток стримера, $C = 2\pi\varepsilon_0 / \ln(2L_0/a)$ — погонная емкость, L_0/a — отношение продольного размера стримера к поперечному.

Проводимость σ может быть определена при известной подвижности электронов $k_e(E)$ и ионов $K_i(E)$ из соотношения

$$\sigma = ek_e n_e + ek_i(n_+ + n_-), \quad (6)$$

где n_e , n_+ , n_- — концентрации электронов, положительных и отрицательных ионов; $E = (E_z^2 + E_r^2)^{0.5}$.

Считаем, что поле E_z постоянно, т. е. не зависит от пространственных и временных переменных. Ищем решение уравнений (4), (5) в виде бегущей с постоянной скоростью V_z волны, т. е. считаем, что решение зависит от переменных r , $\tau = t - z/V_z$ ($\partial/\partial t = \partial/\partial\tau$, $\partial/\partial z = -1/V_z \partial/\partial\tau$). В этих условиях из (4), (5) получаем

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial\tau} \left[r \left(\epsilon_0 \frac{\partial E_r}{\partial\tau} + \sigma E_r \right) \right] = \frac{1}{V_z} \frac{\partial(\sigma E_z)}{\partial\tau},$$

$$I = CV_z^2 E_z \tau,$$

$$I = 2\pi E_z \int_0^{\infty} \sigma r dr. \quad (7)$$

Из второго и третьего уравнений системы (7) видно, что они могут быть совместны, например, при следующих условиях: область ионизации расширяется с постоянной скоростью V_r (при $r > V_r \tau$, $\sigma \cong 0$); проводимость внутри ионизованной области изменяется по закону

$$\sigma = \frac{CV_z^2}{2\pi V_r r} = \sigma_0 \quad (8)$$

и не зависит от τ .

Отметим также следствие из первого уравнения (7). Умножая обе части на $2\pi r$ и интегрируя по dr от нуля до $r \geq V_r \tau$ с учетом второго уравнения, получаем значение E_r вне области ионизации

$$E_r(r \geq V_r \tau) = \frac{CV_z E_z \tau}{2\pi r \epsilon_0}, \quad (9)$$

т. е. вне области ионизации E_r спадает с ростом r . Внутри ионизованной области при σ , определяемой (8), первое уравнение (7) дает $E_r = 0$.

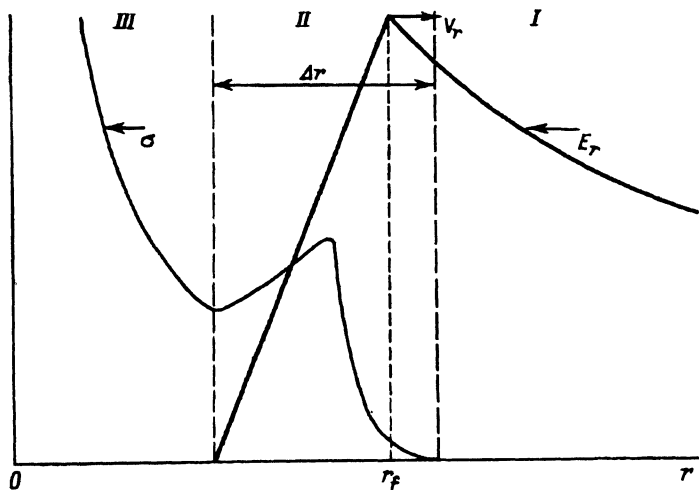


Рис. 1. Качественная схема предполагаемого решения.

Таким образом, намечены контуры возможного решения системы уравнений (7), а именно имеются три области (рис. 1). В области I ионизация отсутствует и E_r спадает по закону (9). Область II переходная, здесь происходит ионизация и E_r достигает своего максимума E_m . В области III произошла ионизация и σ определяется формулой (8). При этом $E_r \rightarrow 0$.

Скорость расширения ионизованной области V_r оценивается из (9). Подставляя $r = r_f = V_r \tau$, $E_r = E_m$, имеем

$$V_r = \frac{CV_z}{2\pi\epsilon_0} \frac{E_z}{E_m} = \frac{V_z}{\ln(2V_z/V_r)} \frac{E_z}{E_m}. \quad (10)$$

В (10) учтено, что $\ln(2L_0/a) \simeq \ln(2V_z/V_r)$. Для оценок можно считать $E_m \simeq E_{br}$, где $E_{br} \simeq 30$ кВ/см — поле, в котором частота ионизации сравнивается с частотой прилипания в воздухе. Возможность реализации построенного решения определяется кинетикой ионизации воздуха в электрическом поле, т.е. конкретными скоростями рождения и уничтожения заряженных частиц.

Скорости образования и разрушения заряженных частиц

Для простоты пренебрежем рекомбинацией заряженных частиц. Это может быть оправдано при не слишком больших временах и концентрациях частиц, а именно при условии $\alpha t \leq 1$ (α — коэффициент рекомбинации, $\alpha \simeq 10^{-7}$ 1/см³/с). С учетом сказанного уравнения кинетики ионизации принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial \tau} - \beta \operatorname{div}(\bar{V}_{dr}^e n_e) &= (v_{ion} - v_{att})n_e + v_{dett}n_-, \\ \frac{\partial n_-}{\partial \tau} - \beta \operatorname{div}(\bar{V}_{dr}^i n_-) &= v_{att}n_e - v_{det}n_-, \\ \frac{\partial n_+}{\partial \tau} + \beta \operatorname{div}(\bar{V}_{dr}^i n_+) &= v_{ion}n_e, \end{aligned} \quad (11)$$

где v_{ion} , v_{att} , v_{dett} — частоты ионизации, прилипания и отлипания электронов от отрицательных ионов; $\bar{V}_{dr}^e = k_e \bar{E}$, $\bar{V}_{dr}^i = k_i \bar{E}$ — скорости дрейфа заряженных частиц; $\beta = 1$ соответствует случаю учета смещения заряженных частиц; $\beta = 0$, если дрейфом можно пренебречь, например, при высоких скоростях распространения стримера.

Отметим, что, умножая первые два уравнения (11) на $-e$, а третье на e и складывая, получим уравнение непрерывности плотности тока (1).

Следуя [11], считаем подвижность ионов равной $k_i = 2$ см²/В/с. Скорость дрейфа электронов в диапазоне $2 < E < 126$ кВ/см определяется из $V_{dr}^e = 1.13 \cdot 10^6 E^{3/4}$ см/с. Частота ионизации связана с первым коэффициентом Таунсенда αt соотношением $v_{ion} = V_{dr}^e \cdot \alpha t$. Значения αt и частоты прилипания v_{att} определяем из [11]

$$\alpha t [1/\text{см}] = \begin{cases} 504 \exp(-108/E), & 0 < E < 29.1 \text{ кВ/см}, \\ 0.142(E - 19.8)^2, & 29.1 < E < 99 \text{ кВ/см}, \end{cases}$$

$$v_{att} [1/c] = 10^8 \left\{ \frac{0.34}{(0.105 + E)^{0.5}} + 3.06 \exp\left(-\frac{20.88}{E}\right) \right\}. \quad (12)$$

Образующиеся в результате трехчастичного и диссоциативного прилипания отрицательные ионы O_2^- и O^- вступают в ион-молекулярные реакции, конечный продукт которых установить сложно [12]. Поэтому едва ли возможно привести значение частоты отлипания с приемлемой точностью. Зададим ее модельно. Предположим, что основными отрицательными ионами являются ионы O_2^- . Частота отлипания в реакции $O_2^- + O_2 \rightarrow 2O_2 + e$ в воздухе нормальной плотности имеет вид [13]

$$v_{det} [1/c] = 1.6 \cdot 10^9 T_i^{0.5} \exp\left(-\frac{18.66}{T_i}\right). \quad (13)$$

В (13) T_i температура ионов ($[T_i] = 300$ К). При не зависящей от энергии частоте столкновений ионов их температура может быть найдена по формуле Ванье [14]

$$T_i = T + \frac{(M + M_i)k_i^2}{3k} E^2, \quad (14)$$

где k — постоянная Больцмана; M_i, M — массы иона и нейтральных молекул; T — температура среды.

Подставляя численные значения $T = 300$ К, $M = 28.8$, $M_i = 32$ атомных единиц, получаем

$$T_i = 1 + \gamma \cdot 0.00325 E^2, \quad ([T_i] = 300 \text{ К}, [E] = \text{кВ/см}). \quad (15)$$

Коэффициент γ порядка единицы введен для учета возможной неопределенности в значении $T_i(v_{det})$.

Отметим, что сделанное предположение о постоянстве по времени σ внутри ионизованной области может быть весьма хорошим приближением при не очень больших значениях E_z . Стационарное решение уравнений (11) внутри ионизованной области при малой частоте ионизации ($E_{br} \gg E_z$) имеет вид

$$n_e = n_+ \frac{v_{det}}{v_{att} + v_{det}} \quad (n_+ = n_e + n_-). \quad (16)$$

За время $\Delta\tau$ приращение концентрации заряженных частиц

$$\Delta n_e \simeq n_+ \frac{\Delta\tau}{t_0} \left(t_0 = \frac{v_{att} + v_{det}}{v_{ion} \cdot v_{det}} \right). \quad (17)$$

При $E_z \leq 12$ кВ/см $t_0 \geq 10^{-3}$ с. Иными словами, стационарное приближение для проводимости внутри ионизованной области оправдано в достаточно широком временном интервале.

Проверку возможности существования описанного режима распространения стримера в рамках принятой кинетики ионизации будем осуществлять следующим образом. Решаем первое уравнение (7) совместно с системой уравнений кинетики ионизации (11) на сетке значений E_z . Истинное значение E_z определяется из условия выхода проводимости внутри ионизованной области на значение (8) (условие совместности второго и третьего уравнений (7)). Естественно, если выход на асимптотику по проводимости не реализуется ни при одном значении E_z , то при данной кинетике ионизации описанный режим не реализуется.

Решение первого уравнения (7) естественно искать только в области ионизации (область II) с граничным условием (9) при $r > V_r \tau$ и дополнительным условием выхода проводимости на (8) вдали от фронта ионизации. Перейдем в (7) к новым переменным $tt = \tau - r/V_r$ ($tt = t - z/V_z - r/V_r$), $r' = r$. Если предположить, что ионизация происходит в узком слое $\Delta r/r_f \ll 1$ (рис. 1), то можно пренебречь производными $\partial/\partial r'$ по сравнению с $1/V_r \cdot \partial/\partial tt$. В результате получим

$$-\frac{d}{dtt} \left(\varepsilon_0 \frac{\partial E_r}{dtt} + \sigma E_r \right) = \frac{V_r}{V_z} \frac{d}{dtt} (\sigma E_z). \quad (18)$$

Произведя интегрирование по dtt вблизи фронта с учетом условия (9), имеем

$$\varepsilon_0 \frac{\partial E_r}{\partial tt} + \sigma E_r = \frac{V_r}{V_z} E_z (\sigma_0 - \sigma), \quad (19)$$

где σ_0 определяется по (8) с $r = r_f$ в силу сделанных предположений о малости области ионизации.

Таким образом, решение уравнения в частных производных (7) сведено к решению обыкновенного дифференциального уравнения (19) с координатой фронта r_f , входящей в него в качестве параметра. Начальное условие выберем в виде $E_r|_{tt=0} = E_0 \ll E_{br}$. Дополнительное условие, накладываемое на решение, $\sigma \rightarrow \sigma_0$ (или $E_r \rightarrow 0$) при $tt \rightarrow \infty$. При этом из (19) при $\sigma = 0$ автоматически получаем (9).

В сделанных приближениях уравнения кинетики ионизации (6), (11) записываются следующим образом:

$$\sigma = ek_e n_e + ek_i (n_+ + n_-),$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial tt} + \beta \frac{\partial}{\partial tt} \left\{ \frac{k_e E_r n_e}{V_r} + \frac{k_e E_z n_e}{V_z} \right\} = (v_{ion} - v_{att}) n_e + v_{det} n_-,$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial tt} + \beta \frac{\partial}{\partial tt} \left\{ \frac{k_i E_r n_-}{V_r} + \frac{k_i E_z n_-}{V_z} \right\} = v_{att} n_e - v_{det} n_-,$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial tt} - \beta \frac{\partial}{\partial tt} \left\{ \frac{k_i E_r n_+}{V_r} + \frac{k_i E_z n_+}{V_z} \right\} = v_{ion} n_e. \quad (20)$$

В безразмерном виде $tt = \tau\tau \cdot t$; $E = E' \cdot E_a$; $n = n' \cdot n_a$; $\sigma = \sigma' \cdot ek_0 n_a$ ($k_0 = 10^6 \text{ см}^2/\text{с}/\text{кВ}$,

$$n_a = \frac{V_z^2}{V_r^2} \frac{\varepsilon_0}{ek_0 t \ln(2V_z/V_r)},$$

$E_a = 1 \text{ кВ}/\text{см}$), уравнения (19), (20) переходят в

$$\frac{\partial E'_r}{\partial \tau\tau} + a^2 (V_z/V_r) \ln(2V_z/V_r) \sigma' E'_r = a (V_z/V_r) E_z (1 - \sigma'),$$

$$\sigma' = \frac{k_e}{k_0} n'_e + \frac{k_i}{k_0} (n'_+ + n'_-),$$

$$\frac{\partial n'_e}{\partial \tau\tau} + \beta \frac{k_0 E_a}{V_z} \frac{\partial}{\partial \tau\tau} \left\{ n'_e \frac{k_e}{k_0} \left(E'_z + \frac{V_z}{V_r} E'_r \right) \right\} = (v_{ion} n'_e - v_{att} n'_e + v_{det} n'_-) t,$$

$$\frac{\partial n'_-}{\partial \tau\tau} + \beta \frac{k_0 E_a}{V_z} \frac{\partial}{\partial \tau\tau} \left\{ n'_- \frac{k_i}{k_0} \left(E'_z + \frac{V_z}{V_r} E'_r \right) \right\} = (v_{att} n'_e - v_{det} n'_-) t,$$

$$\frac{\partial n'_+}{\partial \tau\tau} - \beta \frac{k_0 E_a}{V_z} \frac{\partial}{\partial \tau\tau} \left\{ n'_+ \frac{k_i}{k_0} \left(E'_z + \frac{V_z}{V_r} E'_r \right) \right\} = v_{ion} n'_e t, \quad (21)$$

где $a(x) = x/\ln(2x)$, t — текущее время, отношение V_z/V_r определяется при заданном поле E_z соотношением (10).

Начальные условия для решения (21) задаются в области I , а именно

$$E'_r|_{\tau\tau=0} = E_0 (E_0 \ll E_{br}),$$

$$n'_+ = n'_-|_{\tau\tau=0} = \frac{n^* ek_0 t}{\ln(2V_z/V_r) \varepsilon_0 a^2 (V_z/V_r)},$$

$$n'_e = 0, \quad (22)$$

где $n^* = 10^3 \text{ 1}/\text{см}^3$ — фоновая концентрация ионов, соответствующая естественному фону [12].

Уравнения (21) с начальными условиями (22) решались численно. Алгоритм решения следующий. Для каждого момента времени t задавались поля E_z , E_m . По (10) определялось отношение V_z/V_r . Если E_m совпадало с максимумом E_r и σ при $\tau\tau \rightarrow \infty$ выходило на 1, то считалось, что заданные E_z , $E_m(V_z/V_r)$ и есть истинные значения для данного t . Если эти условия не выполнялись, то выбирались новые значения E_z , E_m и процедура повторялась. В случае учета дрейфа заряженных частиц ($\beta = 1$) решение проводилось для каждого значения V_z .

Анализ результатов численного решения уравнений (21) показал, что описанный выше режим распространения стримера способен реализоваться в воздухе в достаточно широком пространственно-временном диапазоне.

На рис. 2 иллюстрируется выход решения уравнений (21) на стационарные значения. Данные расчеты были проведены для момента времени $t = 1$ мкс без учета дрейфа заряженных частиц ($\beta = 0$) и прилипания электронов к молекулам воздуха. Последнее моделировалось введением в расчетную модель аномально высокого отлипания электронов ($\gamma = \infty$, см. (15)). Кривая 1 соответствует истинному решению: σ/σ_0 стремится к 1 при $\tau\tau \rightarrow \infty$. Это решение было получено при $E_z = 7.9$ кВ/см. Соответствующая зависимость E_r от времени представлена кривой 4. Для иллюстрации сходимости решения к истинному при вариациях E_z кривыми 2, 3 показаны зависимости σ/σ_0 от времени при $E_z = 8.7, 7.2$ кВ/см.

Для простоты сначала были проведены расчеты без учета дрейфа заряженных частиц. В этом случае при фиксированном t ($z = V_z t$) решение (21) определяется двумя параметрами полями E_z, E_r (или $E_z, V_z/V_T$) и не зависит от величины скорости V_z . Полученные зависимости E_z и V_z/V_T от времени t для различных скоростей отлипания (параметр γ , см. (15)) представлены на рис. 3, 4. Кривые 1 построены для случая $\gamma = \infty$, кривые 2 — $\gamma = 6.25$, кривые 3 — $\gamma = 4$. Отметим, что значения $\gamma = 6.25, 4$ соответствуют эффективным подвижностям отрицательных ионов, равным 4 и 5 $\text{см}^2/\text{с}/\text{В}$.

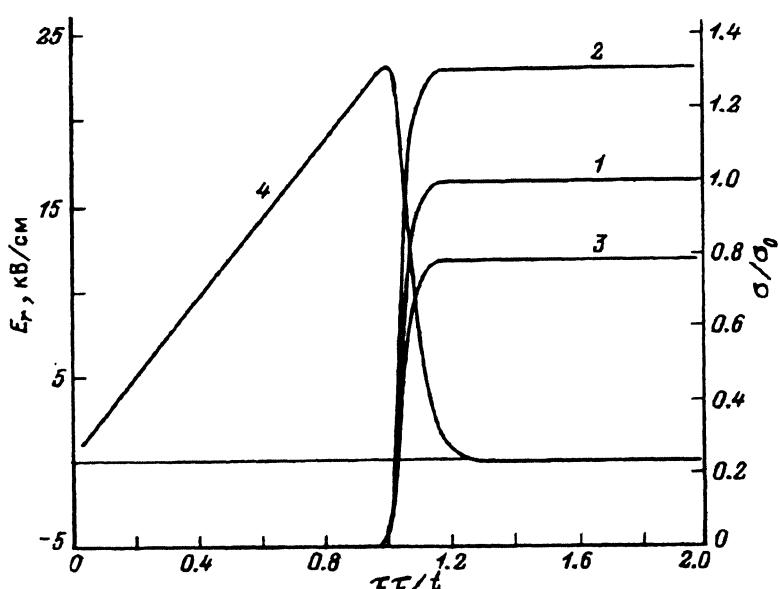


Рис. 2. Зависимости от времени проводимости σ .

(1 — $E_z = 7.9$, 2 — 8.7, 3 — 7.2 кВ/см) и напряженности поля E_r при $E_z = 7.9$ кВ/см (4) для случая $t = 1$ мкс, $\beta = 0$, $\gamma = \infty$.

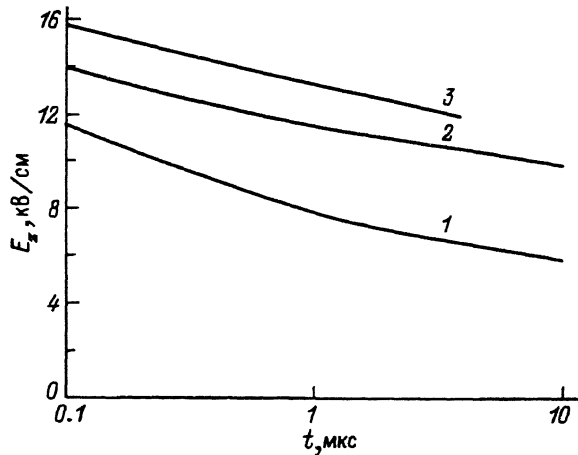


Рис. 3. Зависимости от времени напряженности поля E_z при $\beta = 0$.

Принятое приближение квазиоднородного по длине электрического поля E_z является удовлетворительным. Действительно, E_z меняется не более чем в два раза при изменении длины стримера на два порядка. По мере распространения поперечное сечение стримера растет быстрее, чем линейное, по длине (рис. 4). При уменьшении скорости отлипания электронов от отрицательных ионов условия распространения стримера ухудшаются. Это приводит, с одной стороны, к увеличению продольного поля E_z , с другой — к уширению токопроводящей области. Причем последнее в большей степени компенсирует уменьшение погонной проводимости, связанное с увеличением доли отрицательных ионов в разряде. При $\gamma = 4$ и $t \geq 4$ мкс решение (21) не удается совместить с условием (10).

Исследования влияния дрейфа заряженных частиц на распространение стримера были проведены для $\gamma = 6.25$. Результаты представлены на рис. 5, 6 в виде зависимостей $E = |E_z|$ и V_z/V_r от времени t (координаты $z = V_z t$). Рассматривались как катодонаправленные (E_z положительно), так и анодонаправленные (E_z отрицательно) стримеры. Скорость стримеров варьировалась в диапазоне от $4 \cdot 10^7$ до $2.5 \cdot 10^8$ см/с.

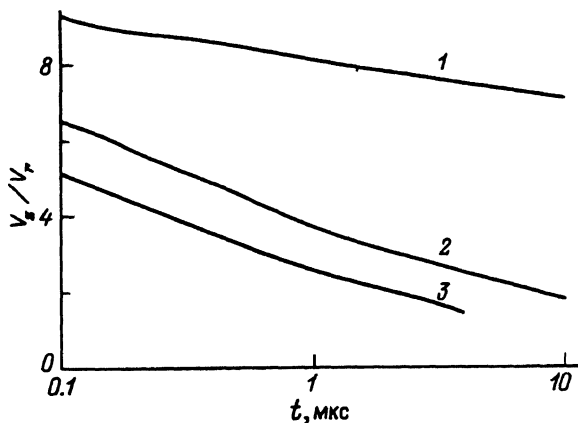


Рис. 4. Зависимости от времени отношения V_z/V_r при $\beta = 0$.

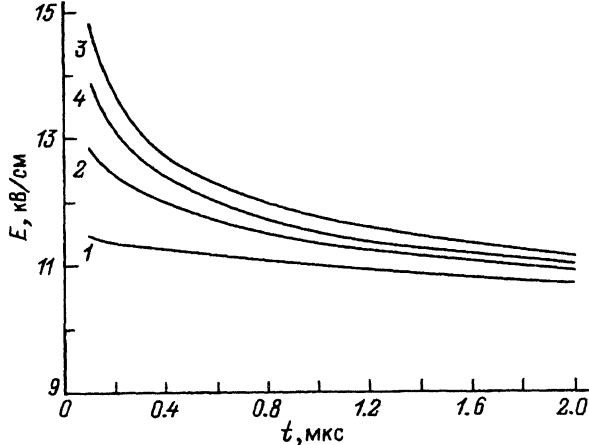


Рис. 5. Зависимости от времени напряженности поля E_z при $\gamma = 6.25$.

V_z , см/с: 1,3 — $4 \cdot 10^7$; 2 — 10^8 ; 1,2 — $E = E_z$; 3 — $E = -E_z$; 4 — $\beta = 0$.

Видно, что для катодонаправленных стримеров требуются меньшие значения напряженности электрического поля и они более вытянуты вперед, т.е. расширение токопроводящей области происходит медленнее. При скоростях $V_z \geq 2.5 \cdot 10^8$ см/с различие в параметрах катодонаправленных и анодонаправленных стримеров становится незначительным и решение приближается к случаю с $\beta = 0$.

Отметим, что при скоростях, меньших $V_z \leq 2 \cdot 10^7$ см/с, получить решение (21), совместное с (10), для анодонаправленных стримеров не удастся. При этих же скоростях в случае катодонаправленных стримеров происходит резкое сужение токопроводящей области (кривая 1 на рис. 6) и соответствующее увеличение максимума напряженности поперечной компоненты электрического поля E_r ($E_m \geq 100$ кВ/см при $t \approx 0.1$ мкс). Это также ставит под сомнение возможность реализации описанного режима при $V_z \leq 2 \cdot 10^7$ см/с.

Заключение

Показано, что при определенных предположениях о скорости отлипания электронов в воздухе может реализоваться режим распространения стримеров, при котором погонная проводимость нарастает по мере распространения за счет расширения токопроводящей зоны путем ионизации новых областей в поперечном электрическом поле.

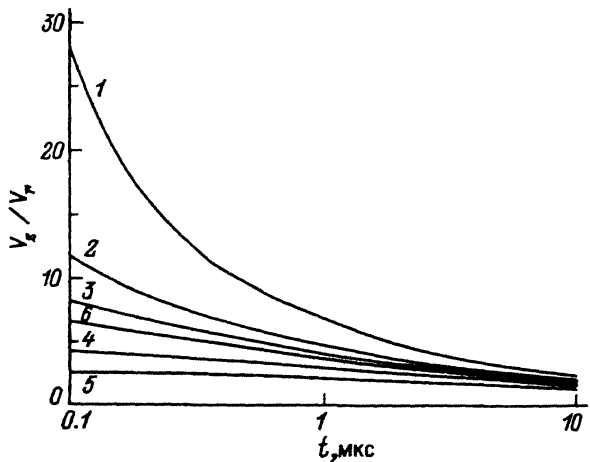


Рис. 6. Зависимости от времени отношения V_z/V_r при $\gamma = 6.25$.

V_z , см/с: 1,5 — $4 \cdot 10^7$; 2,4 — 10^8 ; 3 — $2.5 \cdot 10^8$; 1-3 — $E = E_z$; 4,5 — $E = -E_z$; 6 — β .

При этом продольное электрическое поле слабо меняется по длине стримера и составляет $E_z \approx 10 \text{ кВ/см}$, что дает возможность объяснения близкой к линейной зависимости скорости катодонаправленных стримеров от крутизны нарастания напряжения на острие.

Проведенные расчетные оценки показали, что обсуждаемый режим реализуется при скоростях стримеров $\geq 2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$. В расчетной модели внутри ионизованной области проводимость (концентрация заряженных частиц) нарастает к оси стримера по закону $\approx 1/r$. Это может быть согласовано с принятыми в литературе наблюдаемыми радиусами каналов стримеров $\approx 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}$.

Расходимость проводимости на оси является интегрируемой, вклад в погонную проводимость от участка $r_1 < r < r_1 + \Delta r$ пропорционален Δr . Это позволяет скомпенсировать убыль погонной проводимости по мере распространения вследствие рекомбинации вблизи оси за счет носителей заряда на периферии, где концентрации малы и рекомбинация незначительна (пропорциональна квадрату концентрации).

В рассматриваемой модели в отличие от квазиволновых моделей и моделей с высокопроводящим каналом неважно детальное представление о процессах на головке стримера. Все, характеризующие стример макроскопические величины (среднее поле, скорость распространения, радиус токопроводящей области, проводимость), определяются не головкой, а "объемом" стримера, т. е. в конечном счете условиями на электроде.

Наблюдаемое нарастание продольной составляющей электрического поля на малых временах $t \leq 100 \text{ нс}$ (рис. 5) может указывать на нарушение в этой области условий распространения в рамках описанного режима и переход на режим ионизации в продольном электрическом поле вблизи головки стримера. Последнее подробно исследовано в рамках квазиволновых моделей и моделей с высокопроводящим каналом. В этой связи не исключена трактовка рассмотренного режима как связующего области вблизи головки и электрода. Такое представление может убрать возникающие в рамках квазиволновых моделей и моделей с высокопроводящим каналом трудности при описании длинных стримеров.

Список литературы

- [1] *Базелян Э.М., Горюнов А.Ю.* // Электричество. 1986. № 11. С. 27–33.
- [2] *Ретер Г.* Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. С. 357–371.
- [3] *Gallimberti I.* // J. Phys. 1972. Vol. 5. N 12. P. 2179–2189.
- [4] *Гайворонский А.С., Ражсанский И.М.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 6. С. 1110–1116.
- [5] *Мелешко В.П., Швейгерт В.А.* // ТВТ. 1990. Т. 28. № 4. С. 651–658.
- [6] *Базелян А.Э., Базелян Э.М.* // ТВТ. 1993. Т. 31. № 6. С. 867–874.
- [7] *Базелян Э.М., Ражсанский И.М.* Искровой разряд в воздухе. Новосибирск: Наука, 1988. 163 с.
- [8] *Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 1. С. 73–76.
- [9] *Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. Вып. 5. С. 1850–1859.
- [10] *Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. Вып. 3(9). С. 895–907.
- [11] *Голубев А.И., Ивановский А.В., Соловьев А.А. и др.* // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теоретическая и прикладная физика. 1985. № 2. С. 17–27.
- [12] *Райзер Ю.П.* Физики газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
- [13] *Phels A.V.* // Can. J. Chem. 1968. Vol. 47. N 10. P. 1783–1793.
- [14] *Мак-Даниэль И., Мэзон Э.* Подвижность и диффузия ионов в газах / Под. ред. Б.М.Смирнова. М.: Мир, 1976. 422 с.