

Об установившемся лидерном пробое. Атмосфера азота

© А.В. Ивановский

(Поступило в Редакцию 3 февраля 1997 г.)

Изложены физические представления о возможном механизме формирования лидерного канала. Построена математическая модель для описания установившегося лидерного пробоя. Разработан алгоритм определения скорости распространения, размеров и напряженности электрического поля в стримерной зоне. Проведено численное моделирование стадии формирования канала в плазме стримерной зоны в атмосфере азота. Получена зависимость скорости лидера от потенциала. Предположительно предлагаемая модель может использоваться для описания лидерного пробоя длинного промежутка при высоких положительных потенциалах.

Введение

Рассматривается задача об установившемся пробое длинного газового промежутка с заданным потенциалом U_0 на одном из электродов. Известно (см., например, [1]), что такой разряд имеет сложную структуру. Потенциал U_0 переносится по высокопроводящему лидерному каналу, обладающему достаточной для термической ионизации температурой. Канал формируется в слабопроводящей стримерной зоне, размеры которой достаточно велики $L \geq 1$ м. Существует ряд представлений о механизме формирования канала лидера. Согласно одним, он формируется в результате разогрева одиночного стримера [2]. Развиваются гипотезы о формировании канала на фоне огромного количества непрерывно возникающих стримеров [3]. Будем исходить из первого.

Если пренебречь падением потенциала на высокопроводящем канале, то для промежутков больших размеров стримерной зоны естественно рассмотреть установившийся режим пробоя. При этом задача о формировании канала лидера в плазме стримерного разряда одномерна — все величины зависят только от поперечной координаты r . Зависимость же от z определяется параметрически через задержанное время $\tau = t - z/v_x$. При заданной среде описанный режим пробоя полностью определен одним параметром — потенциалом U_0 , от которого зависят скорость распространения v_z , параметры стримерной зоны и канала. Определение зависимости v_z , а также размеров L и напряженности поля E_0 в стримерной зоне от потенциала U_0 и является целью настоящей работы. При этом предполагается, что v_z много больше скорости дрейфа электронов, т. е. v_z определяется скоростью переноса заряда по каналу. Рассмотрение проводится для азотной среды. Существенным моментом проводимых исследований является модель стримерной зоны лидера.

Модель стримерной зоны

Ясности здесь нет [1]. В [4] обращено внимание на то, что при распространении стримера существенную роль играет уширение токопроводящей области цилиндрической волновой ионизации. В [5] построен режим распро-

странения стримера, в котором погонная проводимость $G = 2\pi \int_0^\infty \sigma r dr$ формируется цилиндрической волной ионизации с близкой к постоянной скоростью распространения v_r . Проводимость стримера (концентрация электронов) зависит от координаты r как $\sigma \approx \vartheta_z^2 / \vartheta_r r$ ($G \approx v_z^2 \tau$). Показано, что такой режим может обеспечить распространение многометровых стримеров. При этом напряженность электрического поля слабо меняется по длине и составляет ~ 10 кВ/м. Изложенные представления позволяют объяснить наблюдаемую в экспериментах [3] линейную зависимость скорости стримеров от крутизны нарастания потенциала при $dU/dt > 400$ кВ/мкс ($\vartheta_z > 4 \cdot 10^7$ см/с). Будем исходить из представлений о стримере [5].

Предполагается, что канал лидера формируется в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости [1] вблизи оси, где ионизация максимальна. При небольших скоростях нарастания тока можно ограничиться рассмотрением процессов при атмосферном давлении (без ударных волн). Сложность описания формирования канала состоит в неопределенных размерах области развития неустойчивости. На масштаб этой области могут оказать влияние начальные условия, например размер головки стримера. Мы пренебрежем этим масштабом $\leq 10^{-3}$ см [6], считая, что параметры канала определяются процессами переноса в плазме стримера.

В квазинейтральной плазме стримера диффузия амбиполярна. Однако прогрев электронного газа определяется коэффициентом электронной диффузии. Исходя из этого, пренебрежем диффузией заряженных частиц по сравнению с электронной теплопроводностью. Отметим, что в силу малой концентрации электронов на стадии формирования канала электронная теплопроводность не вносит заметного вклада в общий баланс энергии. Ее влияние проявляется опосредованно, через вынос энергичных электронов, способных произвести ионизацию газа, в холодные области.

Ниже на основании изложенных соображений проводится построение расчетной модели формирования канала в плазме стримерного разряда. При этом основным механизмом вовлечения холодного газа в канал является электронная теплопроводность.

Основные уравнения

Считаем, что плазма состоит из молекулярного азота, соответствующих ионов и электронов с концентрациями N , n_+ , n_e . Это оправдано до температур среды $T \leq 4000$ К, когда можно пренебречь диссоциацией [1]. Плазма электронейтральна $n_e \cong n_+$ и слабоионизованна $10^{-3} \cdot N \geq n_e$, т.е. можно пренебречь кулоновскими столкновениями [1]. В пренебрежении диффузионно-дрейфовым движением заряженных частиц уравнение непрерывности для электронной компоненты принимает вид

$$\frac{\partial n_e}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_0 n_e) = k_{\text{ion}} N n_e - k_r n_e^2 + S_{\text{str}}, \quad (1)$$

где v_0 — поперечная гидродинамическая скорость.

Источник $S_{\text{str}}(v_z, v_r, E_0)$ описывает рождение электронно-ионных пар на фронте формирующей стримерный разряд цилиндрической волны ионизации. Для обеспечения распространения стримерного разряда необходимо задать [5]

$$S_{\text{str}} = \frac{C_0}{2\pi} \frac{1v_z v_z}{ek_e(E_0)v_r(r+r_0)} \delta(\tau - r/v_r), \quad (2)$$

где $k_e(E_0) = W_e/E_0$ — подвижность электронов, $W_e(E_0)$ — скорость дрейфа; погонная емкость разряда оценивается из $C_0 = 1/2 \text{Ln}(2v_z/v_r)$; значение r_0 введено для устранения сингулярности при $r \rightarrow 0$.

При заданной функции распределения электронов по энергии $\varepsilon = f(\varepsilon)$ константы скоростей ионизации k_{ion} и рекомбинации k_r определяются из

$$k_{\text{ion}} = \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^{\infty} \varepsilon q_{\text{ion}}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \\ k_r = \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^{\infty} \varepsilon q_r(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad \int_0^{\infty} \sqrt{\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3)$$

где q_{ion} , q_r — сечения ионизации и рекомбинации (I — потенциал ионизации); считается, что ионизация происходит из основного состояния.

Для определения N и v_0 необходимо решить уравнения гидродинамики, принимающие при постоянном атмосферном давлении P_0 вид [7]

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rNv_0) = 0, \quad P_0 = NkT,$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (N\varepsilon) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [rv_0(N\varepsilon + P_0)] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rJ) = n_e S_e, \quad (4)$$

где пренебрежено кинетической энергией по сравнению с внутренней ε ; J — поток энергии; S_e — энергия, передаваемая электроном среде в 1 с в упругих и неупругих столкновениях.

В силу малой подвижности вкладом ионов в разогрев среды пренебрегается. Внутренняя энергия ε складывается из кинетической $\varepsilon_k = (3/2)kT$, энергии вращательных степеней свободы, определяемой в условиях термодинамического равновесия из $\varepsilon_R = kT$, и энергии колебаний ε_V

$$\varepsilon = \frac{5}{2}kT + \varepsilon_V. \quad (5)$$

При написании (5) мы пренебрегли энергией электронно-возбужденных частиц, считая, что она достаточно быстро релаксирует в тепловую.

В силу замедленной дезактивации колебательных степеней свободы для определения ε_V необходимо решить уравнение [7]

$$\frac{\partial (N\varepsilon_V)}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_0 N\varepsilon_V) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\chi N \frac{\partial \varepsilon_V}{\partial r} \right) \\ = n_e N S_V + N \frac{\varepsilon_V^p - \varepsilon_V}{\tau_V}, \quad (6)$$

где S_V — потери энергии электроном на возбуждение колебаний молекул; τ_V — время колебательной релаксации; $\varepsilon_V^p = h\nu / [\exp(h\nu/kT) - 1]$ — энергия колебаний в условиях термодинамического равновесия ($h\nu = 0.291$ eV — энергия колебательного кванта); $\chi = \lambda / (Nc_p)$ — коэффициент температуропроводности ($c_p = (7/2)k$ — удельная теплоемкость при постоянном давлении); λ — коэффициент теплопроводности.

Преобразуя (4)–(6), получим систему уравнений гидродинамики для определения температуры T , концентрации N и массовой скорости v_0

$$Nc_p \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} + v_0 \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) \\ + n_e (S_e - NS_V) - N \frac{\varepsilon_V^p - \varepsilon_V}{\tau_V}, \\ \frac{c_p P_0}{k} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_0) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) \\ + n_e (S_e - NS_V) - N \frac{\varepsilon_V^p - \varepsilon_V}{\tau_V}, \\ \frac{\partial \varepsilon_V}{\partial \tau} + v_0 \frac{\partial \varepsilon_V}{\partial r} = \frac{1}{Nr} \frac{\partial}{\partial r} \left(r\chi N \frac{\partial \varepsilon_V}{\partial r} \right) \\ + n_e S_V + \frac{\varepsilon_V^p - \varepsilon_V}{\tau_V}, \quad N = \frac{P_0}{kT}. \quad (7)$$

Для определения рассеиваемой электронами энергии необходимо решить уравнение баланса энергии, которое можно записать в виде [7]

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{3}{2} n_e k T_e \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{5}{2} n_e k T_e v_0 - \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) \right] \\ = n_e \frac{e^2 E_0^2}{m_e \nu_m^e} - n_e N (S_{\text{el}} - S_{\text{in}} - S_i) - n_e^2 S_r + S_T, \quad (8)$$

где под температурой электронов понимается

$$\frac{3}{2}kT_e = \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} f(\varepsilon) d\varepsilon;$$

пренебрежено кинетической энергией $m_e v_0^2/2$ по сравнению с kT_e ; λ_e — коэффициент электронной теплопроводности; $e^2 E_0^2 / m_e \nu_m^e$ — энергия, передаваемая электронам полем; S_{el} , S_{in} , S_i — скорости потерь энергии электроном в упругих и неупругих столкновениях, на ионизацию газа, отнесенные на одну молекулу; S_r — скорость потерь энергии электронами в процессе рекомбинации, отнесенная к одному иону; ν_m^e — частота упругого рассеяния электронов; источник $S_T = (3/2)kT_e^0 S_{str}$ — описывает энергию, приобретаемую электронами на фронте цилиндрической волны ионизации; T_e^0 — равновесная температура электронов в азоте нормальной плотности в поле E_0 .

Частота ν_m^e и скорость потерь энергии электронами определяются из

$$\begin{aligned} \nu_m^e &= \sqrt{\frac{2}{m_e}} N \int_0^{\infty} \varepsilon q_m(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \\ S_{el} &= \sqrt{\frac{2}{m_e}} \frac{2m_e}{M} \int_0^{\infty} \varepsilon^2 q_m(\varepsilon) \left[f(\varepsilon) + kT \frac{df}{d\varepsilon} \right] d\varepsilon, \\ S_{in} &= \sqrt{\frac{2}{m_e}} \sum_i \left[\varepsilon_i \int_{\varepsilon_i}^{\infty} \varepsilon Q_i(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon - \varepsilon_i^- \int_0^{\infty} \varepsilon Q_i^-(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \right], \\ S_i &= \sqrt{\frac{2}{m_e}} I \int_I^{\infty} \varepsilon q_{ion}(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \\ S_r &= \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^{\infty} \varepsilon^2 q_r(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon, \end{aligned} \quad (9)$$

где q_m — транспортное сечение рассеяния электронов на молекуле азота; $Q_i = P_i q_i(\varepsilon)$ — сечение возбуждения i -го уровня с энергией ε_i ; P_i — заселенность уровня; $Q_i^- = P_i q_i^-(\varepsilon)$ — сечение дезактивации i -го уровня с энергией ε_i^- ; M, m_e — массы молекулы азота и электрона.

Для определения скоростей процессов ионизации, рекомбинации, потерь энергии электронами и частоты столкновений необходимо знать функцию распределения электронов по энергии. Обычно считают ее максвелловской

$$f(\varepsilon) = f_M(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(kT_e)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT_e}\right). \quad (10)$$

При этом выражение для электронной теплопроводности принимает вид

$$\lambda_e = \frac{5}{2} k n_e D_e = \frac{5}{2} n_e k T_e \frac{k}{m_e \nu_m^e}, \quad (11)$$

где D_e — коэффициент диффузии электронов.

Вклад рекомбинации в энергию, передаваемую среде в единицу времени S_e , может быть вычислен по формуле

$$S_e^r = k_r n_e \left(\frac{3}{2} k T_e + I_N - I_{N_2^+}^d \right), \quad (12)$$

где $I_N = 14.5$ eV — потенциал ионизации атомарного азота, $I_{N_2^+}^d = 8.7$ eV — энергия связи иона N_2^+ .

Сечения взаимодействия электронов со средой

Подробный анализ сечений взаимодействия электронов с молекулярным азотом проведен в [8]. Опишем кратко набор констант, используемый в настоящей работе. При описании упругих столкновений будем пользоваться зависимостью транспортного сечения q_m от энергии электронов из [9]. При описании вращательного возбуждения следуем [10,11]. Пользуясь малостью вращательной постоянной $B_0 = 2.5 \cdot 10^{-4}$ eV $\ll kT, kT_e$, можно считать распределение по уровням квазинепрерывным. Это позволяет заменить суммирование по индексам уровней j по dj от $j = 0$ до $j = \infty$. В частности, для сечения торможения можно получить

$$S_{in}^R = 4B_0 \sigma_0 \left(1 - \frac{kT}{\varepsilon} \right), \quad (13)$$

где $\sigma_0 = \frac{8\pi}{15} (a_0 Q)^2$, a_0 — боровский радиус; $Q = 1.05$ — квадрупольный электрический момент.

При описании возбуждения колебаний учтем только столкновения первого рода, т.е. будем считать, что молекулы находятся в основном состоянии. Сечения возбуждения q_i^V первых восьми уровней содержатся в [12].

Сечения процессов электронного возбуждения взяты из следующих источников: $A^3 \sum_u^+$, $a^1 \Pi_g$ [13]; $B^3 \Pi_g$, $C^3 \Pi_u$ [14]; $b^1 \Pi_i$, $b^1 \sum_u^+$ и суммы сечений высоколежащих состояний из [15].

Описывая ионизацию электронным ударом, ограничимся процессом, идущим из основного состояния. Соответствующие сечения взяты из [16].

Константу скорости диссоциативной рекомбинации определим из [17]

$$k_r = 3 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e} \right)^{1/2}, \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \quad ([T_e] = \text{K}). \quad (14)$$

Для времени колебательной релаксации используем выражение [18]

$$\tau_V = 6.5 \cdot 10^{-9} \exp\left(\frac{137}{T^{1/3}}\right), \text{ s} \quad ([T] = \text{K}). \quad (15)$$

Зависимость коэффициента теплопроводности молекулярного азота от температуры среды содержится в [19].

Обоснование гидродинамического подхода

При высоких концентрациях электронов рассеяние происходит в кулоновских столкновениях и использование максвелловской функции распределения для электронов оправдано интенсивным обменом энергий в электрон-электронных столкновениях. При низких концентрациях функция распределения определяется взаимодействием электронов с нейтральным газом и использование максвелловского распределения по энергиям требует обоснования.

При описании функции распределения электронов f в условиях взаимодействия с нейтральной средой используется следующий подход, хорошо описывающий экспериментальные данные [20]. Разлагая f в ряд по полиномам Лежандра и ограничиваясь двумя членами

$$f = f_0(\varepsilon) + \cos \Theta f_1(\varepsilon), \quad (16)$$

где Θ — угол между направлением поля \mathbf{E} и скоростью электронов, можно получить следующее уравнение для установившегося значения f_0 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ \left[\frac{e^2 E^2}{N^2} \frac{\varepsilon}{3q_m(\varepsilon)} + kT \varepsilon^2 \frac{m_e}{M} q_m(\varepsilon) \right] \right. \\ & \times \left. \frac{\partial}{\partial \varepsilon} f_0(\varepsilon) + \varepsilon^2 \frac{2m_e}{M} q_m(\varepsilon) f_0(\varepsilon) \right\} \\ & = \sum_i [\varepsilon Q_i(\varepsilon) f_0(\varepsilon) - (\varepsilon + \varepsilon_i) Q_i(\varepsilon + \varepsilon_i) f_0(\varepsilon + \varepsilon_i) \\ & + \varepsilon Q_i^-(\varepsilon) f_0(\varepsilon) - (\varepsilon - \varepsilon_i^-) Q_i^-(\varepsilon - \varepsilon_i^-) \\ & \times f_0(\varepsilon - \varepsilon_i^-)] + \varepsilon q_{\text{ion}}(\varepsilon) f_0(\varepsilon) \\ & - 2 \int_{\varepsilon+I}^{\infty} \varepsilon' q_{\text{ion}}(\varepsilon') f_0(\varepsilon') \psi(\varepsilon', \varepsilon) d\varepsilon'. \quad (17) \end{aligned}$$

Функция $\psi(\varepsilon', \varepsilon) d\varepsilon$ определяет вероятность того, что один из двух родившихся электронов имеет энергию в интервале от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$. Она нормирована условием $\int_0^{\varepsilon'-I_j} \psi(\varepsilon', \varepsilon) d\varepsilon = 1$. Для определенности считаем энергии электронов одинаковыми $\psi(\varepsilon', \varepsilon) = \delta(\varepsilon - (\varepsilon' - I_j)/2)$. Для целей сравнения двух подходов к описанию динамики электронов такое допущение приемлемо.

По функции распределения f_0 константы скоростей ионизации и рекомбинации определяются из (3), скорости потерь энергии из (9). Скорость дрейфа, коэффициент диффузии и температура электронов могут быть вычислены из

$$\mathbf{W}_e = -\frac{e\mathbf{E}}{3} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon}{Nq_m(\varepsilon)} \frac{df_0}{d\varepsilon} d\varepsilon,$$

$$\begin{aligned} D_e &= \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon}{Nq_m(\varepsilon)} f_0(\varepsilon) d\varepsilon, \\ T_e &= \frac{2}{3k} \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} f_0(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (18) \end{aligned}$$

В аналогичных условиях в гидродинамическом приближении температура электронов (T_e^0 см. (8)) может быть найдена из уравнения баланса энергии

$$\frac{e^2 E^2}{m_e \nu_e} = N(S_{\text{el}} + S_{\text{in}} + S_i), \quad (19)$$

где зависимости частоты столкновений и скоростей потерь энергии от температуры определяются из (9) при $f = f_M(T_e, \varepsilon)$ (потери энергии на диссоциацию мы пренебрегли, считая концентрацию электронов малой).

На рис. 1–3 сравниваются зависимости от E/N температуры электронов, скорости дрейфа, коэффициентов

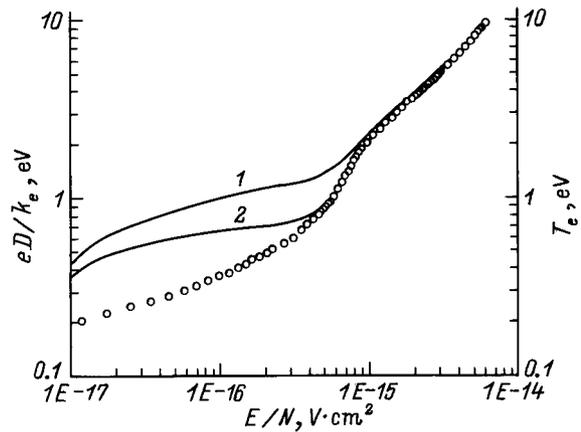


Рис. 1. Зависимости от параметра E/N отношения eD/k_e (1) и температуры электронов T_e (2). \circ — гидродинамическое приближение ($T_e = eD/k_e$).

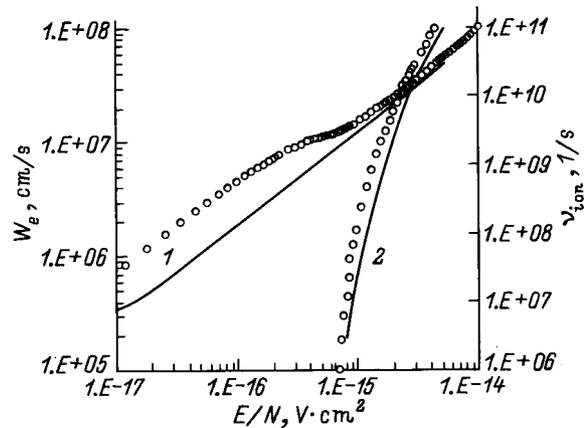


Рис. 2. Зависимости от параметра E/N скорости дрейфа электронов (1) и частоты ионизации (2). $N = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Кривые — кинетическое приближение, \circ — гидродинамическое приближение.

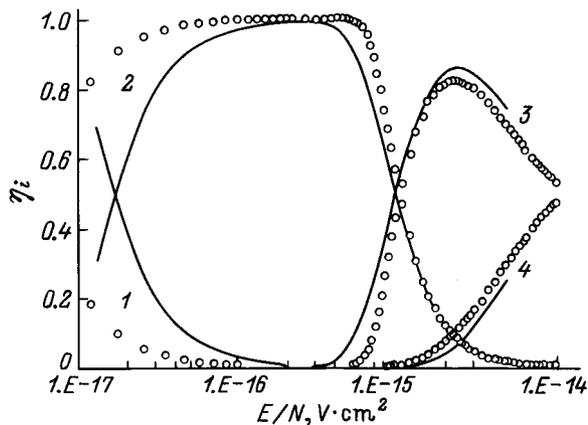


Рис. 3. Зависимости относительных потерь энергии η_i от E/N . 1 — возбуждение вращений и упругие столкновения, 2 — возбуждение колебаний, 3 — возбуждение электронных уровней, 4 — ионизация. Кривые — кинетическое приближение, \circ — гидродинамическое приближение.

диффузии, частот ионизации и скоростей потерь энергии электроном для молекулярного азота, полученные путем численного решения кинетического уравнения (17), (18) и в гидродинамическом приближении (9), (11), (19). Решение уравнения (17) проводилось по методике работы [21]. При $E/N \leq 4 \cdot 10^{-16} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$ различие в величинах велико. В области $E/N \geq 4 \cdot 10^{-16} \text{ V} \cdot \text{cm}^2$ гидродинамический подход дает неплохое согласие с данными, получаемыми из кинетического рассмотрения.

Анализ результатов расчетов

Решение задачи определено уравнениями (1)–(3), (7)–(12). В начальный момент времени азот находится в нормальных условиях: $N|_{\tau=0} = N_0 = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; $T|_{\tau=0} = 293 \text{ K}$; $\varepsilon_V|_{\tau=0} = 0$; концентрация электронов $n_e|_{\tau=0} = 0$; температура электронов $T_e|_{\tau=0} = 293 \text{ K}$. Граничные условия следуют из требования симметрии на оси: при $r = 0$ потоки частиц и энергии равны 0. Константы скоростей ионизации и рекомбинации, скорости потерь энергии, частота столкновений и электронная теплопроводность определяются из (3), (9), (11), (12) в предположении максвелловского распределения электронов по энергии (10).

Источник ионизации S_{str} (2) и поле в стримерной зоне определяются параметрами стримера E_0 , v_z/v_r , v_z , которые неизвестны. Считаем, что значение $v_z/v_r = 10$ [5]. При определении E_0 , v_z будем исходить из того, что при данном потенциале U_0 из всех возможных значений E_0 , реализуется то, при котором ϑ_z максимально.

На рис. 4 представлены зависимости температуры среды на оси разряда от времени, полученные при различных значениях r_0 (2) в двух сериях расчетов с $E_0 = 12.6 \text{ kV/cm}$, $\vartheta_z = 2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ и $E_0 = 10.8 \text{ kV/cm}$, $\vartheta_z = 2 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$. С уменьшением r_0 размеры стримерной

зоны разряда уменьшаются и при $r_0 \leq 10^{-4} \text{ cm}$ решения неразличимы, т.е. при $r_0 \leq 10^{-4} \text{ cm}$ наблюдается сходимость решения к истинному, получаемому в пределе $r_0 \rightarrow 0$. Это свидетельствует о корректности математической постановки задачи.

На рис. 5 представлены распределения температуры электронов и плотности среды по сечению канала на момент времени достижения $N/N_0 = 0.1$. Видно, что на ранней стадии масштаб формирования лидерного канала составляет $\sim 10^{-3} \text{ cm}$ и слабо зависит от E_0 и ϑ_z . Для дальнейшего описания динамики формирования канала требуются введение в модель кулоновских столкновений, ограничивающих нарастание температуры электронов; учет диссоциации азота, ограничивающей рост температуры среды; описание переноса излучения, вовлекающе-

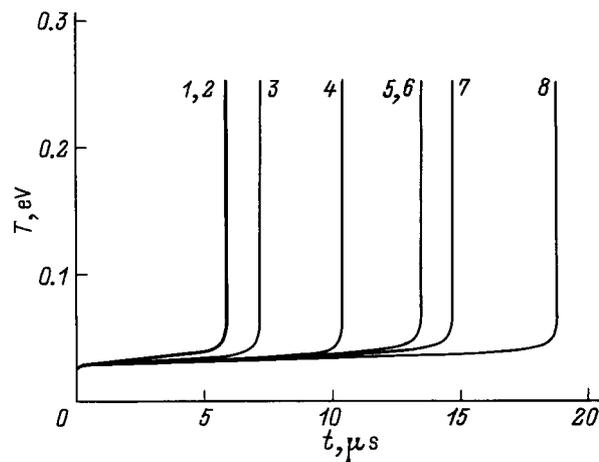


Рис. 4. Зависимости температуры среды на оси разряда от времени. r_0 , cm: 1 — 10^{-5} , 2 — 10^{-4} , 3 — 10^{-3} , 4 — $2.5 \cdot 10^{-3}$ (при $E_0 = 12.6 \text{ kV/cm}$ и $v_z = 2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$), 5 — 10^{-5} , 6 — 10^{-4} , 7 — 10^{-3} , 8 — $2.5 \cdot 10^{-3}$ (при $E_0 = 10.8 \text{ kV/cm}$ и $v_z = 2 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$).

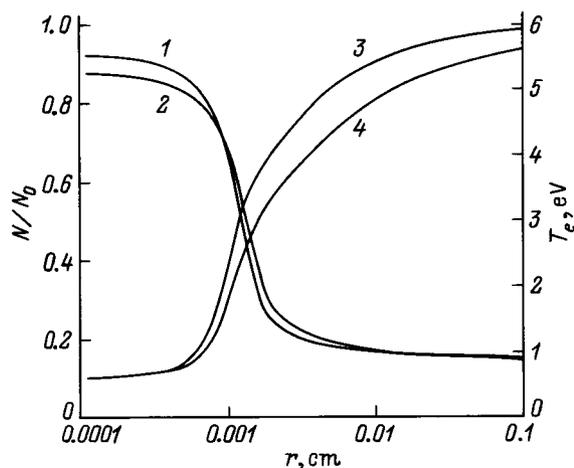


Рис. 5. Пространственные распределения температуры электронов и относительной плотности среды. 1, 2 — T_e ; 3, 4 — N/N_0 ; E_0 , kV/cm и v_z , cm/s: 1, 3 — 12.6 и $2 \cdot 10^7$; 2, 4 — 10.8 и $2 \cdot 10^8$.

го новые массы газа в канал за счет прогрева холодной периферии и т.д. Кроме того, возрастающая проводимость канала, а следовательно, и ток оказывают обратное влияние на величину электрического поля. Это требует самосогласованного подхода к описанию динамики формирования канала и величины электрического поля. Однако, основываясь на ряде предположений, возможно получение зависимости скорости распространения лидера и размеров стримерной зоны от потенциала без усложнения задачи описанием перечисленных эффектов.

Характер решения — резкое нарастание температуры среды (уменьшение плотности) на стадии формирования канала, позволяет ввести понятие о размере стримерной зоны L и потенциале формирования канала лидера $V = E_0 L$. Для определенности считаем $L = v_z \cdot t_{0.1}$, где $t_{0.1}$ — время достижения плотности канала значения $N/N_0 = 0.1$. Исходя из того, что канал лидера обладает высокой температурой (высокой проводимостью), оценим значение потенциала лидера $U_0 \approx V$, т.е. пренебрежем падением потенциала на канале.

На рис. 6 представлены зависимости потенциала V от скорости распространения v_z , полученные в расчетах с различными значениями $E_0 = 11.4, 11.64, 12 \text{ kV/cm}$. Зависимости имеют колоколообразный характер: рост потенциала при малых скоростях сменяется падением при больших. Качественно это может быть понято из следующих соображений. С одной стороны, рост скорости сопровождается увеличением $L = v_z \cdot t_{0.1}$, а следовательно и $V = E_0 L$. С другой — в принятой модели стримерной зоны увеличение v_z приводит к росту $S_{\text{str}}(2)$, т.е. n_e в стримерной зоне, а следовательно к росту энерговыделения и уменьшению $t_{0.1}, L, V$. При малых скоростях превалирует первое, при больших — второе, что и приводит к появлению максимумов в зависимостях $V(v_z)$.

Таким образом, при потенциале V имеется семейство кривых $v_z(E_0)$, определяющих скорость распространения

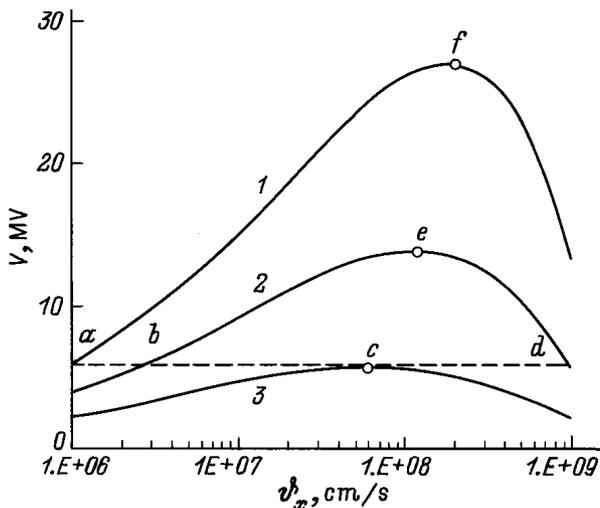


Рис. 6. Зависимость потенциала V от скорости распространения v_z . $E_0, \text{ kV/cm}$: 1 — 11.4, 2 — 11.64, 3 — 12.

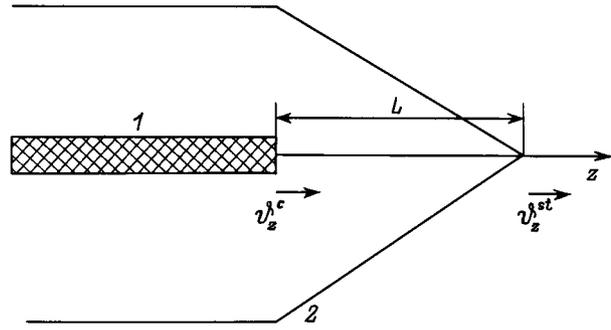


Рис. 7. Схема процесса. 1 — канал лидера, 2 — стримерная зона.

лидера по напряженности электрического поля в стримерной зоне. Так, при $V = V^*$ полю $E_0 = 11.4 \text{ kV/cm}$ соответствует скорость в точке a — v_a и в соответствующей точке при больших v_z ; полю $E_0 = 11.64 \text{ kV/cm}$ — скорости v_b и v_d ; полю $E_0 = 12 \text{ kV/cm}$ — скорость v_c , и т.д. (рис. 6), т.е., начав движение со скоростью v_a , лидер может ускориться и до скоростей v_b, v_c, v_d и т.д.

Вообще говоря, скорость распространения, а следовательно, и поле в стримерной зоне задаются скоростью распространения канала. В свою очередь параметры канала, а следовательно, скорость его распространения определяются процессами в стримерной зоне, т.е. полем E_0 и скоростью v_z . Рассмотрим качественно процесс ускорения лидера, вызванный увеличением скорости распространения канала (рис. 7). Пусть в начальный момент времени скорости канала v_z^c и стримерной зоны v_z^{str} одинаковы и равны скорости распространения лидера v_z . Увеличение поля E_0 ведет к увеличению темпа энерговыделения, т.е. к росту v_z^c , и, наоборот, рост v_z^c приводит к сокращению размеров стримерной зоны L и, следовательно, росту E_0 ($E_0 = V^*/L$). Иными словами, рост скорости лидера возможен с одновременным ростом E_0 и наоборот. Начав движение со скоростью v_a , стример может ускориться вплоть до v_c , так как это ускорение сопровождается ростом E_0 . Дальнейший рост скорости, например до v_d , невозможен, так как он связан с уменьшением напряженности поля в стримерной зоне E_0 .

Таким образом, если считать, что при заданном потенциале лидер распространяется с максимально возможной скоростью, то его скорость определяется максимумами в зависимостях $V(v_z)$ (точки c, e, f на рис. 8). Зависимость $v_z(U_0)$, где U_0 потенциал, определяемый условием $\partial V / \partial v_z|_{E_0} = 0$ (E_0 — параметр), представлена на рис. 8. С ростом U_0 скорость лидера нарастает примерно как $v_z \sim U_0^{0.75}$. Это видно из сравнения с приведенной там же интерполирующей v_z зависимостью

$$v_z = 1.47 \cdot 10^7 U_0^{0.75} \text{ cm/s} \quad ([U_0] = \text{MV}). \quad (20)$$

Таким образом, в рамках изложенных представлений удается построить установившийся режим распространения лидера, описать начальную стадию формирования

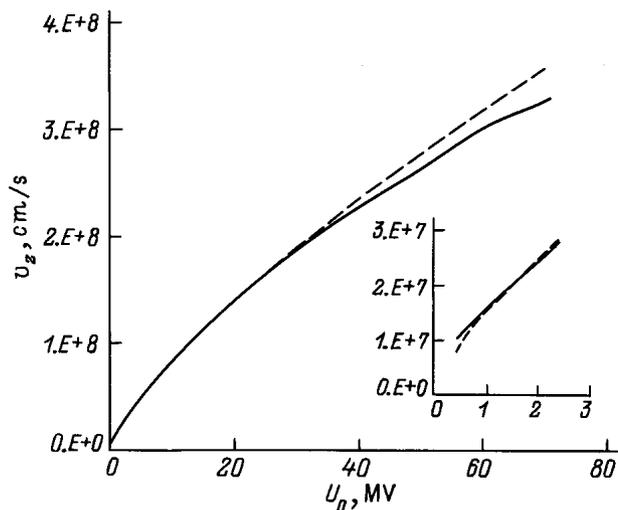


Рис. 8. Зависимость скорости v_z от потенциала U_0 . Сплошная кривая — расчетная кривая; штриховая — интерполяция по формуле (20).

канала, получить зависимости от потенциала: скорости распространения, поля и размеров стримерной зоны. Существенным моментом этих представлений являются использованные параметры плазмы в стримерной зоне. Эти параметры были выбраны исходя из модели стримерного пробоя [5]. Предположительно, в случае положительного стримера эта модель работает при скоростях распространения $v_z \geq 3-4 \cdot 10^7$ cm/s. По крайней мере она дает возможность объяснить наблюдаемую в этой области линейную зависимость скорости стримера от крутизны нарастания потенциала [3,6]. Поэтому можно предположить, что изложенное справедливо для положительных лидеров при $U_0 \geq 3$ MV (рис. 8), т.е. в области высоких потенциалов. Не исключено, что при малых потенциалах формирование лидерного канала происходит другим механизмом, например на фоне огромного количества непрерывно возникающих стримеров [3]. Известная нам экспериментальная информация не позволяет высказать предположение о применимости модели к отрицательным лидерам.

Интересно отметить, что поля стримерной зоны E_0 слабо зависят от потенциала U_0 (скорости v_z). При изменении U_0 от 6 до 26 MV поле E_0 меняется в диапазоне 11.4–12 kV/cm. Это связано с особенностью диссипации энергии в данной области напряженности электрического поля (рис. 3), а именно со сменой основного канала рассеяния энергии электронами от возбуждения колебаний молекул на возбуждение электронных уровней. В силу замедленной дезактивации колебательных уровней молекул прогрев среды, а следовательно, и образование канала в первом случае затруднены. В этом смысле можно говорить о пороговом для лидерного пробоя азота (воздуха) поле, равном $\sim 11-12$ kV/cm.

Заключение

1. Изложены физические представления о формировании лидерного канала. Лидерный канал образуется в плазме стримерной зоны вследствие ионизационно-перегревной неустойчивости. Стримерная зона представляет собой одиночный стример, формируемый цилиндрической волной ионизации [5]. Основным механизмом, определяющим параметры канала на ранней стадии, является электронная теплопроводность.

2. Построена математическая модель, описывающая стадию формирования канала лидера в плазме стримерной зоны. Путем сравнения с решением кинетических уравнений в пространственно однородном случае показано, что используемое гидродинамическое приближение оправдано при $E/N \geq 4 \cdot 10^{-16}$ V · cm².

3. В предположении малости падения потенциала на высокопроводящем канале построен алгоритм для определения скорости распространения лидера v_z , размеров L и напряженности электрического поля E_0 в стримерной зоне. В основу алгоритма положено предположение, что при фиксированном U_0 устанавливается значение E_0 , обеспечивающее максимально возможную скорость распространения.

4. Проведено численное моделирование установившегося лидерного пробоя в атмосфере азота. Получено, что скорость распространения лидера пропорциональна $U_0^{3/4}$.

5. Показано, что поле в стримерной зоне слабо зависит от потенциала U_0 и определяется значением E/N , соответствующим смене канала диссипации энергии электронов от возбуждения колебаний к возбуждению электронных уровней. В нормальных условиях это соответствует величине $E_0 \cong 12$ kV/cm, т.е. в некотором смысле можно говорить о существовании порогового поля для лидерного пробоя.

6. Предположительно в случае положительных лидеров модель работает при потенциалах $U_0 \geq 3$ MV. Возможно, что в области низких потенциалов формирование канала происходит на фоне огромного количества непрерывно возникающих стримеров [3]. Известная нам экспериментальная информация не позволяет высказать предположение о применимости модели к отрицательным лидерам.

7. Модель может быть использована для описания лидерного пробоя длинного воздушного промежутка. При введении в модель дополнительных процессов можно получить согласованные с потенциалом U_0 параметры лидерного канала.

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
- [2] Техника высоких напряжений / Под ред. М.В. Костенко. М.: Высшая школа, 1973. 351 с.
- [3] Базелян Э.М., Горюнов А.Ю. // Электричество. 1986. № 11. С. 27–33.

- [4] *Базелян А.Э., Базелян Э.М.* // ТВТ. 1994. Т. 32. С. 354–361.
- [5] *Ивановский А.В.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 12. С. 48–59.
- [6] *Базелян Э.М., Ражанский И.М.* Искровой разряд в воздухе. Новосибирск: Наука: 1988. 164 с.
- [7] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. 2-е изд. М.: Физматгиз, 1966. 686 с.
- [8] *Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е.* // Физика плазмы. 1978. Т. 4(1). С. 169–176.
- [9] *Shimamura I.* // Sci. Papes I.P.C.R. 1989. Vol. 82. P. 1–51.
- [10] *Gerjuoy E., Stein S.* // Phys. Rev. 1955. Vol. 97. P. 1671–1680.
- [11] *Gerjuoy E., Stein S.* // Phys. Rev. 1955. Vol. 98. P. 1848–1859.
- [12] *Schulz G.J.* // Phys. Rev. 1964. Vol. 135. N 4. A. P. 988–994.
- [13] *Borst W.L.* // Phys. Rev. 1972. Vol. 5. N 2. A. P. 648–656.
- [14] *Stantonf P.N., John R.M.S.* // J. Opt. Soc. Amer. 1969. Vol. 59. N 3. P. 252–260.
- [15] *Green A.E.S., Stolarski R.S.* // J. Atm. Terr. Phys. 1972. Vol. 34. P. 1703–1712.
- [16] *Rapp D., Englander-Golden P.* // J. Chem. Phys. 1965. Vol. 42. P. 4081–4099.
- [17] *Елецкий А.В., Смирнов Б.М.* // УФН. 1982. Т. 136. № 1. С. 254–257.
- [18] *Lambert J.D.* Vibrational and Rotational Relaxation in Gases. Oxford: Clarendon Press, 1977. 215 p.
- [19] Низкотемпературная плазма. 1. Теория столба электрической дуги / Под ред. В.С.Энгельшт, Б.А. Урюкова. Новосибирск: Наука, 1990. 376 с.
- [20] *Хаксли Л., Кромптон Р.* Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.
- [21] *Sherman B.* // J. Math. Anal. Appl. 1960. Vol. 1. P. 342–353.