

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЧ-РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В ДОПРОБОЙНЫХ ПОЛЯХ. ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУКТУР

*П. В. Веденин<sup>a</sup>, Н. А. Попов<sup>b\*</sup>*

<sup>a</sup> *Московское физическое общество  
119991, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова  
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 17 июля 2002 г.

Разработана 3D-модель, описывающая распространение иницированного СВЧ-разряда высокого давления в линейно поляризованном волновом пучке. Уравнения для амплитуды электрического поля решаются самосогласованно с системой уравнений плазмохимической кинетики. В рамках данной модели получены экспериментально наблюдавшиеся типы плазменных структур: «змейка» и «цепочка». Результаты расчетов позволяют определить условия формирования той или иной пространственной структуры, а также параметры образующихся плазматических структур. Расчеты скорости распространения разряда навстречу источнику излучения сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

PACS: 52.20.-j, 52.80.-s

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Микроволновые разряды в пучках электромагнитных волн представляют собой относительно новое явление в физике газового разряда, исследование которого активизировалось после появления мощных генераторов СВЧ-излучения. Экспериментальные исследования микроволновых разрядов в допробойных полях показали, что в газах высокого давления ( $\nu \gg \omega$ , где  $\nu$  — транспортная частота столкновений электронов, а  $\omega$  — круговая частота поля) формируется сложная пространственно-неоднородная структура разряда [1–5]. При этом типы структур качественно изменяются в зависимости от условий горения разряда [4].

В допробойных полях для зажигания СВЧ-разряда требуется наличие инициатора, с помощью которого создаются локальные области надпробойного поля, или внешнего источника предионизации, формирующего плазменный фон. Обычно в иницированном разряде внешний источник ионизации отсут-

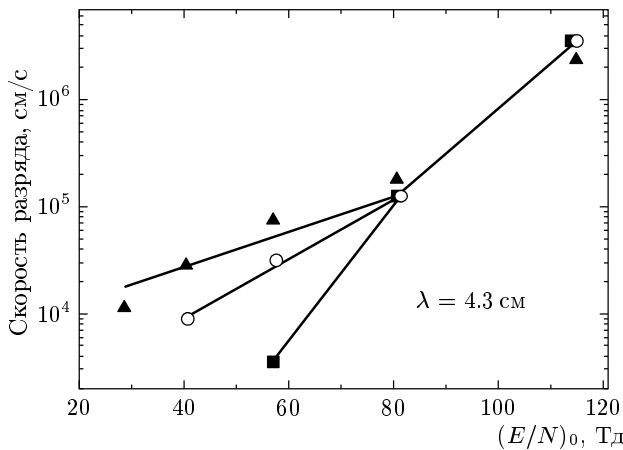
ствует, что отличает этот разряд от несамостоятельного. В качестве иницирующих элементов используются металлические иглы, многоострийные метелки, металлодиэлектрические пластины и др. В большинстве исследований отмечается, что в установившемся режиме распространения структура разряда и другие его характеристики не зависят от типа инициатора [1–4].

В [3–5] и других работах отмечается возможность скачкообразного распространения иницированного СВЧ-разряда навстречу источнику излучения в виде ориентированных вдоль вектора электрического поля плазменных каналов-диполей (дипольный режим распространения). На рис. 1 приведена заимствованная из [4] фотография разряда в плоскости  $\mathbf{kE}_0$  ( $\mathbf{k}$  — волновой вектор,  $\mathbf{E}_0$  — электрическое поле падающей волны). Как видно, длина канала, несколько превышающая размер  $\lambda/2$  ( $\lambda$  — длина СВЧ-волны), всегда много больше его радиуса. Дипольный режим наблюдался в следующем диапазоне значений приведенного поля:

$$0.65(E/N)_{br} \leq (E/N)_0 \leq (E/N)_{br},$$

\*E-mail: yura@mics.msu.su

**Рис. 1.** Интегральная фотография структуры «змейка» [4]. Воздух,  $P = 100$  Торр,  $(E/N)_0 = 100$  Тд,  $\lambda = 4.3$  см. СВЧ-излучение идет слева направо



**Рис. 2.** Зависимость средней скорости распространения СВЧ-разряда от величины приведенного поля  $(E/N)_0$  в воздухе [4],  $P = 50$  (■),  $70$  (○) и  $100$  (▲) Торр

здесь  $N$  — концентрация молекул,  $(E/N)_{br}$  — пробойное значение поля. Множитель 0.65, полученный экспериментально для азота и воздуха, слабо изменялся при переходе к аргону, гелию, водороду,  $CO_2$ .

На рис. 2 представлены зависимости скорости распространения разряда от величины  $(E/N)_0$ , полученные в [4] для воздуха при  $\lambda = 4.3$  см. Согласно [3, 4], аналогичные зависимости имеют место и в аргоне, гелии, азоте,  $CO_2$  и других газах. Излом на кривой зависимости скорости при  $(E/N)_0 \approx 0.65(E/N)_{br}$  (для воздуха  $0.65(E/N)_{br} \approx 80$  Тд) можно объяснить сменой

механизма распространения разряда. На это же указывают и фотографии, свидетельствующие о существенном изменении его структуры при  $(E/N)_0 < 0.65(E/N)_{br}$  [4]. Отметим, что, согласно рис. 2, в дипольном режиме скорость движения фронта разряда при фиксированном значении  $(E/N)_0$  слабо зависит от давления газа. Аналогичные результаты ранее были получены в криптоне,  $\lambda = 6.7$  мм,  $P = 200-650$  Торр [6], и аргоне  $\lambda = 4.3$  см,  $P = 100-735$  Торр [7].

Экспериментально наблюдались два типа расположения плазмоедов при движении разряда навстречу источнику излучения: в виде «цепочки» и в виде «змейки». Первый тип характеризуется последовательным выстраиванием цепочки плазменных диполей, отстоящих друг от друга примерно на расстоянии  $\lambda/4$ . «Цепочка» формировалась почти во всем указанном выше диапазоне значений параметра  $(E/N)_0$  во всех исследованных газах [3-5]. Расположение плазмоедов в виде «змейки» наиболее просто зафиксировать в плоскости  $kB_0$ , в которой разряд совершает продольно-поперечные диагональные скачки около продольного направления, продвигаясь в среднем навстречу источнику излучения [3]. Последовательность рождения плазмоедов в «идеальной» «змейке» (распространяющейся навстречу источнику излучения в отрицательном направлении оси  $x$ ) схематично можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} (X_j, Y_j, Z_j) &\rightarrow (X_j - d_x, Y_j \pm d_y, Z_j) \rightarrow \\ &\rightarrow (X_j - 2d_x, Y_j, Z_j) \rightarrow \\ &\rightarrow (X_j - 3d_x, Y_j \pm d_y, Z_j) \rightarrow (X_j - 4d_x, Y_j, Z_j) \rightarrow \dots, \end{aligned}$$

где  $X_j, Y_j, Z_j$  — координаты центра  $j$ -го плазмоеда. Этот тип движения был отмечен лишь в молекулярных газах в узкой переходной области в диапазоне полей  $(E/N)_0 \approx (0.65-0.75)(E/N)_{br}$  [3].

В основе предлагаемого в настоящее время механизма скачкообразного распространения инициированного СВЧ-разряда высокого давления лежит интерференция падающей и отраженной от плазмоедов электромагнитных волн. В результате появляются области надпробойного поля, в которых начинается лавинное размножение электронов и формирование очередного плазмоеда. Этот повторяющийся процесс можно интерпретировать как движение разряда навстречу источнику излучения. Описанный механизм распространения изначально можно считать ионизационно-полевым (хотя на поздних стадиях формирования канала, естественно, скажется нагрев газа).

В ряде работ (см. обзор [8] и др.) рассматривался и другой механизм структурообразования в СВЧ-разряде высокого давления ( $\nu \gg \omega$ ), приводящий к расслоению первоначально однородного разряда на отдельные ориентированные вдоль вектора электрического поля плазменные нити [8]. В основе этого механизма лежит ионизационно-перегревная неустойчивость. Время расслоения разряда определяется характерным временем нагрева и газодинамического разрежения плазменного канала. Таким образом, в широком диапазоне разрядных параметров возможно разделение ионизационно-полевого и ионизационно-перегревного механизмов по времени развития, поскольку первый из них, как правило, происходит на догазодинамических временах.

Теоретическим исследованиям дипольного режима распространения СВЧ-разряда посвящены работы [9–11]. В [9] в рамках модели плоских плазменных листов рассматривался разряд в криптоне для условий экспериментов [6]. Полученные в расчетах зависимости средней скорости распространения разряда от давления газа и  $(E/N)_0$  согласуются с измеренными в [6] значениями (отличие не превышает 2-3 раз). Однако максимальная концентрация электронов и ширина плазменных листов в расчетах составили  $N_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $\Delta = 0.1$  мм, в то время как в экспериментах максимальная концентрация электронов не превышала  $N_e^{max} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , а радиус плазмодов составлял  $r = 0.25$  мм. Следует подчеркнуть, что в эксперименте диполи представляли собой относительно тонкие плазменные нити. Отражение электромагнитной волны от таких нитей и от плазменных листов (используемых в модели) существенно различается, что, по-видимому, и приводит к упомянутому различию расчетных и экспериментальных результатов.

Для моделирования дипольного режима распространения СВЧ-разряда необходимо описание взаимодействия электромагнитной волны с системой ориентированных вдоль вектора электрического поля тонких плазменных каналов. И один из вопросов, на который должны дать ответ результаты моделирования, — это возможно ли достижение в плазмоидах такой степени ионизации газа (и, соответственно, такого коэффициента отражения), чтобы обеспечить возможность распространения разряда во всем диапазоне значений приведенного поля  $0.65(E/N)_{br} \leq (E/N)_0 \leq (E/N)_{br}$ ? Причем эти значения степени ионизации должны достигаться за время формирования плазмодов  $\tau_e$ :

$$\tau_e = \frac{d_x}{V}, \quad (1)$$

где  $V$  — средняя скорость движения фронта разряда,  $d_x$  — расстояние между плазмоидами в направлении вектора  $\mathbf{k}$ .

Целью данной работы является самосогласованное моделирование электродинамики и плазмохимической кинетики дипольного режима горения СВЧ-разряда в воздухе, описание основных типов формирующихся пространственных структур и условий их возникновения, а также определение скорости распространения разряда и параметров образующихся плазмодов.

## 2. ВЫВОД ИСХОДНОЙ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ

Плазменные каналы (плазмоды) находятся в поле монохроматической плоской линейно поляризованной электромагнитной волны:

$$E_v(x, t) = 0.5E_z(x) \exp(-i\omega t) + \text{c.c.},$$

$$E_z(x) = E_0 \exp(ikx).$$

Предполагается, что 1) плазмоды идентичны по форме и представляют собой вытянутые вдоль оси  $z$  параллельно вектору электрического поля эллипсоиды вращения с центрами, лежащими в плоскости  $xy$  (плоскость  $\mathbf{kB}_0$ ), и полуосями  $l_{zm} > l_{\rho m}$ ; 2) плазма внутри  $m$ -го плазмоида распределена однородно с  $n_{em} = \text{const}$ ; 3) радиус плазмоида  $l_{\rho m}$  заметно меньше расстояния между плазмоидами и удовлетворяет условию

$$\alpha_m \ll 1, \quad (2)$$

где  $\alpha_m = kl_{\rho m}$ . Подчеркнем, что (2) реализуется во всех известных нам экспериментальных исследованиях СВЧ-разрядов.

Прежде всего получим уравнения, описывающие рассеяние электромагнитной волны на одиночном плазмоеде.

Совместим ось плазменного канала с осью  $z$  и поместим его центр в начало координат. При наличии аксиальной симметрии в распределении концентрации плазмы исследование естественно проводить в цилиндрической системе координат:

$$x = \rho \cos \varphi, \quad y = \rho \sin \varphi.$$

Под воздействием плоской линейно поляризованной электромагнитной волны, имеющей в цилиндри-

ческой системе координат составляющие электромагнитного поля

$$e_z = J_0(k\rho) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} i^m J_m(k\rho) \cos m\varphi, \quad (3)$$

$$b_\rho = e_z \sin \varphi, \quad b_\varphi = e_z \cos \varphi,$$

где  $(b_{\rho,\varphi}; e_z) = (B_{\rho,\varphi}; E_z)/E_0$ ,  $J_m(x)$  — функция Бесселя  $m$ -го порядка, в плазмоеде возбуждаются все компоненты поля с полным спектром азимутальных гармоник. Ясно, однако, что степень влияния высших гармоник (а через них и компонент  $e_\varphi$ ,  $b_z$ ) на отражающие свойства плазменного канала падает с уменьшением радиуса последнего. Так, например, в пределе бесконечно длинной нити  $l_z \rightarrow \infty$  имеем

$$e_{z1}(\rho > l_\rho)/e_{z0}(\rho > l_\rho) \sim \alpha^2/4$$

(см. [13]), здесь  $e_{z1}$  и  $e_{z0}$  — комплексные амплитуды, соответственно, первой и нулевой гармоник. В данной работе мы ограничимся рассмотрением случая (2) и найдем решение системы уравнений Максвелла только для нулевых гармоник компонент  $b_\varphi$ ,  $e_z$ ,  $e_\rho$ .

Формальное решение уравнения

$$\left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \varepsilon \right) b_\varphi^{(in)} = 0, \quad (4)$$

а также выражения для  $e_z^{(in)}$ ,  $e_\rho^{(in)}$  внутри плазмоеда могут быть записаны с помощью неизвестной пока функции  $e_z(\rho = 0, z)$ :

$$b_\varphi^{(in)}(\rho, z) = -i\sqrt{\varepsilon} \sum_{l=0}^{\infty} h_l J_{l+1}(\chi) e_z^{(2l)}(0, z), \quad (5)$$

$$\mathbf{e} = \frac{i}{k\varepsilon} \text{rot } \mathbf{b},$$

где

$$h_l = \frac{(-1)^l}{l!} \left( \frac{\rho_*}{2L^2\gamma} \right)^l,$$

$$\chi = \gamma\rho_*, \quad \gamma = \alpha\sqrt{\varepsilon}, \quad L = \frac{l_z}{l_\rho}, \quad \rho_* = \frac{\rho}{l_\rho},$$

$$\beta = kl_z, \quad \varepsilon = 1 + i\sigma_*, \quad \sigma_* = \frac{4\pi\sigma}{\omega},$$

$\sigma = e^2 n_e / m\nu$  — проводимость плазмы,

$$e_z^{(m)} = \frac{d^m e_z}{dz_*^m}, \quad z_* = \frac{z}{l_z}.$$

С помощью выражений (5) (которые справедливы не только для эллипсоида, но и для любого тела вращения), определив зависимость  $e_z(0, z)$ , можно найти поле в каждой точке плазменного канала.

Записав формальное решение уравнений Максвелла для  $e_z(\mathbf{r})$  в интегральном виде и используя (5), получаем искомое уравнение для  $e_z(0, z)$ :

$$e_z(0, z) = \frac{1}{\varepsilon} \left( 1 + \frac{i\sigma_* L}{2} \iint d\xi d\eta \xi^2 \times \right. \\ \left. \times \frac{D(\xi, \eta, \gamma) e_z(0, \eta) (1 - i\alpha R_*) \exp(i\alpha R_*)}{R_*^3} \right), \quad (6)$$

где

$$R_* = \sqrt{\xi^2 + L^2(z_* - \eta)^2},$$

$$D(\xi, \eta, \gamma) e_z(0, \eta) = [\xi \delta(\vartheta) J_0(\gamma\xi) + \gamma J_1(\gamma\xi)] e_z(0, \eta) + \\ + \frac{1}{L^2} \sum_{l=0}^{\infty} h_l \left\{ \frac{\delta(\vartheta) J_{l+1}(\gamma\xi)}{\gamma} \left[ \eta - \frac{\xi^2}{2(l+1)} \frac{d}{d\eta} \right] - \right. \\ \left. - \frac{\xi J_{l+2}(\gamma\xi)}{2(l+1)} \frac{d}{d\eta} \right\} e_{z0}^{(2l+1)}(0, \eta),$$

$\delta(\vartheta)$  — дельта-функция,  $\vartheta = \sqrt{\xi^2 + \eta^2} - 1$ .

Выражение для комплексной амплитуды электрического поля вне плазменного канала, складывающегося из внешнего поля и поля  $e_z^-(\rho, z)$  рассеянной аксиально-симметричной волны, имеет вид

$$e_z^{(ex)}(\mathbf{r}) = \exp(ikx) + \frac{i\sigma_* L}{4\pi} \frac{1}{\rho_*} \frac{\partial}{\partial \rho_*} \rho_* \iiint d\xi d\eta d\psi \times \\ \times \frac{\xi \cos \psi D(\xi, \eta) e_z(0, \eta) \exp(i\alpha R_*)}{R_*}, \quad (7)$$

где

$$R_* = \sqrt{\rho_*^2 + \xi^2 - 2\rho_* \xi \cos \psi + L^2(z_* - \eta)^2},$$

а  $e_z(0, z)$  — решение (6).

При описании взаимодействия электромагнитной волны с группой плазмоедов в уравнениях для продольного профиля поля  $e_{zm}(X_m, Y_m, z)$  внутри  $m$ -го плазменного канала с центром в точке  $(X_m, Y_m, 0)$  необходимо учесть вклад электрического поля от всех остальных каналов:

$$\varepsilon_m e_{zm}(z) - \frac{i\sigma_{*m} L_m}{2} \iint d\xi d\eta \xi^2 D(\xi, \eta, \gamma_m) e_{zm}(\eta) \times \\ \times \frac{(1 - i\alpha_m R_{*mm}) \exp(i\alpha_m R_{*mm})}{R_{*mm}^3} = \exp(ikX_m) + \\ + \frac{i}{4\pi} \sum_{n \neq m}^N \frac{\sigma_{*n}}{\rho_{*mn}} \frac{\partial}{\partial \rho_{*mn}} \rho_{*mn} \times \\ \times \iiint d\xi d\eta d\psi \xi \cos \psi D(\xi, \eta, \gamma_n) e_{zn}(\eta) \times \\ \times \frac{\exp(i\alpha_m R_{*mn})}{R_{*mn}}, \quad (8)$$

где

$$R_{*mn} = \sqrt{\rho_{*mn}^2 + \xi^2 - 2\rho_{*mn}\xi \cos \psi + L^2(z_* - \eta)^2},$$

$$\rho_{mn} = \sqrt{(X_m - X_n)^2 + (Y_m - Y_n)^2},$$

$\rho_{*mn} = \rho_{mn}/l_{\rho n}$ ,  $z_* = z/l_{zn}$ ,  $m = 1, \dots, N$ ,  $N$  — количество плазмидов. Положив в (8)  $\varepsilon_m = 1$ , сразу получим выражения для внешнего поля  $e_z^{(ex)}(\mathbf{r})$ , создаваемого системой диполей в точке  $(X_m, Y_m, z)$ .

Остановимся на ряде следствий, вытекающих из приведенных выше уравнений и сравним их с полученными ранее результатами.

**2.1.** Соотношения (5) дают радиальные распределения амплитуды компонент электромагнитного поля. В случае  $\Lambda = \sigma_*\alpha^2/4 \gg 1$  (для воздуха и азота  $\Lambda \approx n_e l_\rho^2 10^6 / N_0 \lambda$ , где  $\lambda$  и  $l_\rho$  в см) радиус канала значительно превышает толщину скин-слоя и поле во внутренней области экспоненциально уменьшается к центру:

$$J_0(|\rho_*\gamma| \gg 1) \propto \exp(\rho_*\sqrt{2\Lambda}) / \sqrt{\rho_*}.$$

При  $\Lambda < 1$  (это условие реализуется в большинстве экспериментов) амплитуда электрического поля слабо изменяется на расстояниях, меньших радиуса канала.

**2.2.** На потенциальной стадии в пределе  $\beta$ ,  $\Lambda \ll 1$  результатом интегрирования (6) является следующее выражение для комплексной амплитуды:

$$e_z(0, z) = e_{cpot} = \left[ 1 + \frac{i\sigma_*}{L^2 - 1} \left( \frac{L \ln(L - \sqrt{L^2 - 1})}{\sqrt{L^2 - 1}} - 1 \right) \right]^{-1}. \quad (9)$$

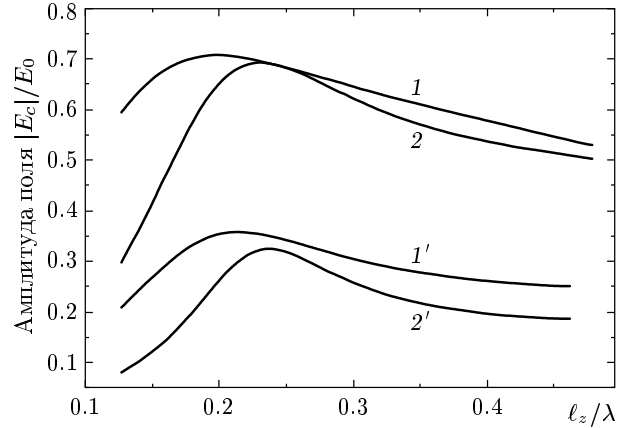
Поскольку  $e_z(0, z) = \text{const}$ , с помощью (5) приходим к хорошо известному результату [12]:

$$e_\rho^{(in)}(\rho, z) = 0, \quad b_\varphi^{(in)}(\rho, z) = 0.$$

**2.3.** В пределе  $l_z \rightarrow \infty$  распределение амплитуды продольного электрического поля вдоль оси плазмоида однородно. Поэтому, положив в подынтегральных выражениях формул (6), (7)  $e_z(0, \eta) = e_{cw} = \text{const}$ , находим

$$e_{cw} = -\frac{2i}{\alpha\pi} \frac{1}{J_0(\gamma)H_1^{(1)}(\alpha) - \sqrt{\varepsilon} J_1(\gamma)H_0^{(1)}(\alpha)}, \quad (10)$$

$$e_z^{(ex)}(\rho > l_\rho) = \exp(ikx) + \frac{i\pi e_{cw}}{2} H_0^{(1)}(k\rho) \times [\gamma J_0(\alpha)J_1(\gamma) - \alpha J_0(\gamma)J_1(\alpha)], \quad (11)$$



**Рис. 3.** Зависимости амплитуды электрического поля в центре канала  $|E_c|/E_0$  от его полудлины  $l_z/\lambda$  при различных значениях параметров  $\alpha$  и  $\Lambda$ : 1 —  $\alpha = 0.4$ ,  $\Lambda = 0.4$ ; 2 —  $\alpha = 0.1$ ,  $\Lambda = 0.4$ ; 1' —  $\alpha = 0.4$ ,  $\Lambda = 1.4$ ; 2' —  $\alpha = 0.1$ ,  $\Lambda = 1.4$

где  $H_m^{(1)}(x)$  — функция Ханкеля  $m$ -го порядка, соответствующая расходящейся волне:

$$H_m^{(1)}(x \gg 1) \propto \exp(ix)/\sqrt{x}.$$

Выражения (10), (11) были получены в работе [13] как частный случай решения задачи о рассеянии плоской линейно поляризованной электромагнитной волны на плазменной нити бесконечной длины с неоднородным по радиусу и по азимуту распределением концентрации плазмы.

**2.4.** Расчетные зависимости нормированной амплитуды поля в центре плазменного канала  $|e_c|$  от его длины для различных значений параметров  $\alpha$  и  $\Lambda$  приведены на рис. 3. Как видно, резонансный характер этих кривых проявляется тем ярче, чем тоньше плазменный канал. С ростом параметра  $\Lambda$  длина канала, при которой достигается первый главный резонанс амплитуды продольного электрического поля и, соответственно, плотности тока, увеличивается, приближаясь к значению  $2l_z = \lambda/2$ . Резонанс плотности тока при  $2l_z = \lambda/2$  для тонкого ( $|1/\ln \alpha| \ll 1$ ) металлического вибратора-диполя был получен в работе [14]. Теперь этот результат может быть обобщен применительно к плазменному каналу с конечной проводимостью.

**2.5.** Рассмотрим отражающие свойства плазмоида и, прежде всего, выделим области пространственной локализации максимальной амплитуды поля. В этих областях (при прочих благоприятных условиях) могут в дальнейшем формироваться новые каналы, образуя описанные во Введении разрядные

структуры. Обратимся к формуле (7). Когда расстояние от центра плазмоида до точки наблюдения ( $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ ) превышает его максимальный характерный размер ( $l_z$ ), выражение для амплитуды поля можно переписать в виде

$$\begin{aligned} |e_z^{(ex)}(\rho, z)| &\approx \\ &\approx \sqrt{1 + |e_z^-(\rho, z)|^2 + 2|e_z^-(\rho, z)| \cos \Psi}. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь

$$\begin{aligned} e_z^-(\rho, z) &\approx i \frac{4}{3} \Lambda e_c \exp(ikr) \frac{l_z}{r} \times \\ &\times \left( \frac{\rho^2}{r^2} + \frac{1}{kr} \left( \frac{3\rho^2}{r^2} - 2 \right) \left( i - \frac{1}{kr} \right) \right) F(\gamma), \\ F(\gamma) &\approx \left( 1 - \frac{\gamma^2}{10} \right), \end{aligned}$$

если  $\Lambda < 1.5$ ,

$$\Psi(x, y, z) = k(r - x) + \psi(x, y, z),$$

$\psi(x, y, z)$  — фаза, зависящая как от параметров плазменного канала, так и от расстояния до точки наблюдения ( $0 < \psi < \pi$ ).

Поверхности  $M_n^{(3)}(x, y, z) = 0$ , на которых реализуется условие  $\cos \Psi = 1$  ( $|e_z^{(ex)}(x, y, z)| \approx 1 + |e_z^-(x, y, z)|$ ), описываются следующим уравнением:

$$y^2 + z^2 \approx \Psi_n(x, y, z) (\Psi_n(x, y, z) + 2x), \quad (13)$$

где

$$\Psi_n(x, y, z) = \frac{\lambda}{2} \left( 2n - \frac{\psi(x, y, z)}{\pi} \right), \quad n > 0.$$

Если  $2n \gg \psi/\pi$ , поверхности  $M_n^{(3)}(x, y, z) = 0$  близки к поверхностям параболоидов вращения с осью симметрии  $x$  и с вершинами в точках  $X_n \approx -n\lambda/2$ . В случае  $n = 1$  поверхность  $M_1^{(3)}(x, y, z) = 0$  можно также аппроксимировать соответствующим параболоидом вращения, но только в области  $kr \gg 1$ , в которой фаза  $\psi$  уже слабо зависит от координат точки наблюдения. В окрестности точки  $(X_1, 0, 0)$  (в ней реализуется абсолютный максимум амплитуды электрического поля  $|E_z|_{max} \equiv E_0 K_{ref}$ ,  $K_{ref}$  — коэффициент отражения канала), определяемой из уравнения

$$X_1 \approx -\Psi_1(X_1, 0, 0)/2,$$

заметное влияние на форму поверхности  $M_1^{(3)}(x, y, z) = 0$  оказывает координатная зависимость фазы. Очевидно, что в области, ограниченной

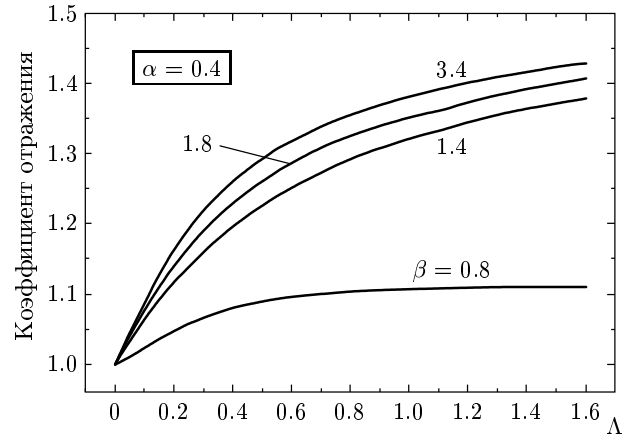


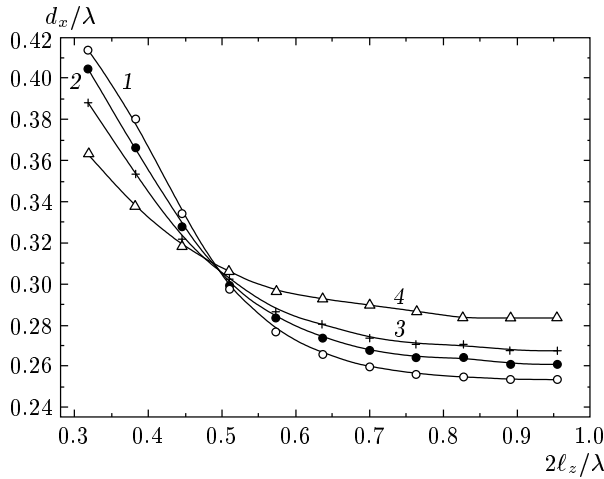
Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения электромагнитной волны от параметра  $\Lambda$  для  $\alpha = 0.4$  и различных значений  $\beta = 2\pi l_z/\lambda$

поверхностью  $M_1^{(3)}(x, y, z) = 0$ , амплитуда  $|e_z^{(ex)}|$  экстремумов не имеет (в частности, на полюси  $x > 0$ ).

Исследование выражения (13) показало, что в плоскости  $xy$  кривая  $M_1^{(2)}(x, y) = 0$  заметно выгнута навстречу источнику излучения ( $y \approx 2\sqrt{X_1(X_1 - x)}$ ), а в плоскости  $xz$  кривая  $M_1^{(2)}(x, z) = 0$  практически параллельна оси  $z$  ( $x(z) \approx x(0)$ ), пока  $|z| < \lambda/2$ . Сказанное иллюстрирует экспериментально наблюдавшуюся тенденцию плазменных каналов несколько выгибаться навстречу источнику излучения в плоскости  $\mathbf{kB}_0$  (плоскость  $xy$ ), оставаясь параллельными электрическому полю.

**2.6.** На рис. 4 приведены графики функции  $K_{ref}(\Lambda)$  при  $\alpha = 0.4$  и различных значениях полудлины  $\beta$  плазменного канала. Аналогичные зависимости получены и при других значениях безразмерного радиуса  $\alpha$  в диапазоне  $\alpha = 0.2-0.4$ . Важным результатом этих расчетов является факт слабой зависимости коэффициента отражения  $K_{ref}$  от  $\alpha$  и  $\beta$  при  $\alpha = 0.2-0.4$  и  $\beta = 1.6-2.2^1$ , что позволяет существенно упростить модель, считая радиус и длину канала параметрами задачи. Следует также отметить быстрое уменьшение производной  $dK_{ref}(\Lambda)/d\Lambda$

<sup>1)</sup> Применительно к параметру  $\beta$  этот результат можно проиллюстрировать с помощью (12) и рис. 3: поскольку  $K_{ref} \approx 1 + |e_z^-(X_1, 0, 0)|$ , а  $|e_z^-| \propto |e_c(\beta)|\beta$ , на наиболее крутом спадающем участке  $\beta \approx 1.6-2.2$  функции  $|e_c(\beta)|$  произведение  $|e_c(\beta)|\beta$  остается практически неизменным. Как показало исследование уравнения (6) в пределе  $\Lambda \ll 1, L \gg 1$ , амплитуда поля в центре плазмоида зависит от его радиуса логарифмически слабо, поэтому  $|e_z^-| \propto |e_c(\ln 2/\alpha)|$ .



**Рис. 5.** Зависимость среднего расстояния между плазмоидами  $d_x/\lambda$  от длины последних  $2l_z/\lambda$  при различных значениях  $\alpha$  и  $\Lambda$ : 1 —  $\alpha = 0.2$ ,  $\Lambda = 0.6$ ; 2 —  $\alpha = 0.2$ ,  $\Lambda = 1$ ; 3 —  $\alpha = 0.4$ ,  $\Lambda = 0.6$ ; 4 —  $\alpha = 0.1$ ,  $\Lambda = 0.6$

при  $\Lambda > 1$ . Это свидетельствует о том, что одним лишь увеличением параметра  $\Lambda$  в области  $\Lambda > 1$  нельзя заметно повысить коэффициент отражения рассматриваемой структуры (подробнее см. ниже).

Опираясь на сказанное выше и рис. 4, оценим нижнюю границу диапазона значений параметра  $(E/N)_0$ , в котором разряд может распространяться в виде цепочки диполей:

$$(E/N)_0 \approx 0.7(E/N)_{br}. \quad (14)$$

Отметим, что оценка (14) неплохо согласуется с экспериментально полученным соотношением (см. Введение).

**2.7.** На рис. 5 для структуры «цепочка» приведены зависимости расстояния между плазмоидами  $d_x^{(ch)}$  от их длины  $2l_z$  при различных значениях безразмерного радиуса  $\alpha$ . Как видно, величина  $d_x^{(ch)}$  заметно превышает размер  $\lambda/4$  при  $0.3\lambda \leq 2l_z \leq 0.4\lambda$ . Если же  $2l_z > 0.7\lambda$ , кривые группируются около значения  $d_x^{(ch)} \approx \lambda/4$ . С увеличением параметра  $\alpha$  расстояние  $d_x^{(ch)}$  в интересующей нас области длин плазмодов  $2l_z > \lambda/2$  возрастает. Сопоставление этих результатов с экспериментальными данными по величине  $d_x^{(ch)}$  позволяет ограничиться рассмотрением следующих значений эффективного радиуса и длины плазмодов:

$$l_p < 0.05\lambda \quad (\alpha \leq 0.3), \quad 2l_z \geq 0.65\lambda \quad (\beta \geq 2). \quad (15)$$

Эти оценки согласуются с соответствующими данными, полученными по фотографиям

СВЧ-разрядов. Далее будут приведены результаты численных расчетов эволюции основных характеристик структур «цепочка» и «змейка» при  $\beta = 2$  и  $\alpha = 0.25$ .

### 3. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Исследование формирования системы плазменных каналов проводилось в квазиоптическом волновом пучке ( $\partial(\dots)/\partial x \ll k$ )

$$E_{\nu z}(\mathbf{r}, t) = 0.5E_z(x, y, z) \exp(-i\omega t) + c.c., \quad (16)$$

$$E_z(x, y, z) = E_0 G(x) \exp \left[ -\frac{(y^2 + z^2)G(x)}{a_f^2} \right],$$

$$G(x) = \frac{1}{1 + 2ix/ka_f^2},$$

радиус фокуса которого  $a_f$  являлся параметром задачи. Плазмоиды моделировались одинаковыми вытянутыми вдоль электрического поля и однородно заполненными плазмой эллипсоидами вращения с центрами, лежащими в плоскости  $xy$  (плоскость  $\mathbf{kV}_0$ ). Длина плазмодов считалась неизменной, т. е. предполагалось, что вытягивание зарождающегося плазменного канала происходит на временах, много меньших  $\tau_e$  (1). В качестве инициаторов использовались каналы с фиксированной концентрацией электронов.

Судя по имеющимся фотографиям разрядов (см. рис. 11, 12 ниже), сформировавшиеся плазмоиды заметно отличаются от эллипсоидов вращения, больше напоминая эллипсоиды с полуосями  $l_x < l_y \ll l_z$ . В связи с этим возникает вопрос о возможности замены такого плазмоида «эффективным» эллипсоидом вращения. В работе [13] было показано, что при определении амплитуды поля в центре бесконечно длинного плазменного канала с неоднородным профилем концентрации электронов

$$f(\rho) = N_e(\rho)/N_{ec}, \quad N_{ec} = N_e(\rho = 0),$$

его можно заменить плазмоидом с однородным распределением

$$N_e(\rho) = N_{ec}$$

и эффективным радиусом

$$\rho_{eff} = \sqrt{2 \int_0^\infty f(\rho) \rho \, d\rho}.$$

Возможность такой замены объясняется тем, что амплитуда поля как в центре канала, так и вне его зависит от радиуса практически только через параметр  $\Lambda$ , который и необходимо заменить на

$$\Lambda_{eff} \propto N_{ec} \pi \rho_{eff}^2 = 2\pi \int_0^{\infty} N_e(\rho) \rho d\rho.$$

Все сказанное выше относится и к плазменному диполю, для которого

$$\rho_{eff} \equiv l_\rho = \sqrt{\frac{1}{\pi} \iint_{(S)} dx dy f(x, y, 0)}, \quad (17)$$

где интегрирование ведется по всей площади, занятой плазмой. В случае однородного плазменного эллипсоида имеем

$$l_\rho \equiv \rho_{eff} = \sqrt{l_x l_y}, \quad \Lambda_{eff} = \sigma_* l_x l_y / 4.$$

Аналитическое исследование выражений (6), (7) в пределах  $\Lambda \ll 1$ ,  $l_z \gg l_x, l_y$  привело к такому же результату.

Использовался следующий алгоритм вычислений. Вследствие рассеяния электромагнитной волны на системе плазмоедов появлялись локальные максимумы амплитуды электрического поля. В них помещались центры новых плазмоедов, которые включались в рассеивающую группу. Далее описанный процесс повторялся. Концентрация заряженных частиц внутри очередного плазмоида рассчитывалась в его центре согласованно с полем, т. е. любое изменение концентрации электронов влекло за собой перераспределение амплитуды поля во всем пространстве и, следовательно, влияло на скорость ионизации и возбуждения газа во всех каналах.

Предполагалось, что в рассматриваемых условиях возбуждение и ионизация молекул в разряде осуществляются преимущественно электронным ударом из основного электронного состояния. Зависимости скоростей соответствующих процессов от величины  $E/N$  и степени колебательного возбуждения молекул заимствовались из работ [15, 16]. Следует отметить, что данные [15] получены для разрядов в постоянном электрическом поле. Однако в ряде исследований (см. обзор [16]) показано, что использование этих данных при  $\nu \gg \omega$  применительно к СВЧ-разрядам является оправданным при соответствующем выборе эффективной частоты столкновений электронов с молекулами.

При высоких энергокладах в газ, которые реализуются в рассматриваемых условиях, следует ожидать значительного колебательного

возбуждения молекул азота. Наличие колебательно-возбужденных молекул приводит к увеличению числа высокоэнергетичных электронов и заметному возрастанию скоростей процессов с пороговыми, превышающими среднюю энергию электронов. Для описания этого эффекта была предложена формула [17, 18]:

$$\lg \left( \frac{k_{vib}}{k_0} \right) = C \exp \left( -\frac{h\omega}{T_v} \right) / \left( \frac{E}{N} \right)^2, \quad (18)$$

здесь  $k_{vib}$  — константа соответствующего процесса,  $h\omega$  — энергия колебательного кванта,  $T_v$  — колебательная температура молекул. Согласно [17], для всех электронных процессов с высокими пороговыми  $C \approx \text{const}$ .

Для концентрации электронов решалось уравнение

$$\frac{dN_e}{dt} = N_e(\nu_{ion} - \nu_{att}) + Q_{ass} - Q_{rec} + Q_{det} + Q_{photo}. \quad (19)$$

Здесь  $\nu_{ion}$  и  $\nu_{att}$  — частоты ионизации и прилипания электронов,  $Q_{ass}$  и  $Q_{rec}$  учитывают вклады реакций ассоциативной ионизации [19] и электрон-ионной рекомбинации,  $Q_{det}$  — все процессы отлипания электронов от отрицательных ионов (на атомах O ( $^3P$ ), молекулах O<sub>2</sub> ( $a^1\Delta_g$ ) и др.),  $Q_{photo}$  — образование заряженных частиц за счет процессов фотоионизации. Аналогичные уравнения баланса записывались для всех заряженных частиц. Учитывалось девять сортов положительных и отрицательных ионов: O<sub>2</sub><sup>+</sup>, O<sub>4</sub><sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup>, N<sub>4</sub><sup>+</sup>, NO<sup>+</sup>, O<sup>-</sup>, O<sub>2</sub><sup>-</sup>, O<sub>3</sub><sup>-</sup>, O<sub>4</sub><sup>-</sup>. За основу бралась система ионно-молекулярных реакций [19].

При описании ионизации невозбужденного воздуха УФ-излучением уже сформированных плазмоедов использовалась модель [20]. Предполагалось, что ионизация происходит при поглощении кислородом излучения молекулярных полос N<sub>2</sub> в диапазоне длин волн  $\lambda = 98.0-102.5$  нм. Тогда для осесимметричного случая на расстоянии  $\rho$  от рассматриваемого плазмоида имеем

$$Q_{photo}(\rho) \approx \frac{\pi + 2}{8\sqrt{2} \ln(\chi_1/\chi_2)} \times \frac{N_e V_{dr} \xi \theta \exp(-P_{O_2} \chi_1 \rho)}{1 + P/P_0} \frac{1}{(\rho/l_\rho)^2}. \quad (20)$$

Здесь  $N_e$  и  $V_{dr}$  — значения концентрации и скорости дрейфа электронов в излучающем плазмоеде,  $\theta$  — среднее (в данном диапазоне длин волн) число ионизирующих фотонов, порождаемых электроном на единице пути,  $\xi$  — средняя вероятность фотоионизации,



$\chi_1 = 0.035 \text{ см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$ ,  $\chi_2 = 2.0 \text{ см}^{-1} \cdot \text{Торр}^{-1}$  — коэффициенты поглощения кислородом излучения с длинами волн 102.5 и 98.0 нм соответственно [20],  $P$  — давление газа; входящий в (20) параметр  $P_0 = 30 \text{ Торр}$  учитывает столкновительное тушение излучающих состояний азота.

Динамика температуры газа описывалась уравнением

$$C_v N \frac{dT}{dt} = \frac{\varepsilon_v - \varepsilon_v(T)}{\tau_{VT}} + W_r, \quad (21)$$

где  $C_v$  — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме,  $\varepsilon_v$  — средний запас колебательных квантов на молекулу  $\text{N}_2$ ,  $\tau_{VT}$  — характерное время  $VT$ -релаксации колебательного возбуждения  $\text{N}_2(v)$ ,  $W_r$  — скорость нагрева газа в химических реакциях.

При описании источника нагрева за счет химических процессов учитывались реакции преддиссоциации сильновозбужденных электронных состояний кислорода (которые заселяются либо электронным ударом, либо при тушении возбужденных состояний  $\text{N}_2$ ), реакции тушения возбужденных атомов  $\text{O} (^1D)$  молекулами азота и др. Используемая модель нагрева газа подробно описана в работе [21], где приведены также результаты соответствующих тестовых расчетов.

В рассматриваемых условиях характерное время газодинамического расширения плазменного канала составляет несколько микросекунд. При  $(E/N)_0 = 80\text{--}90 \text{ Тд}$  это время может быть сравнимо с временем формирования очередного плазмоида. Как показали проведенные нами модельные расчеты, газодинамические процессы не сказываются заметным образом на отражающих свойствах плазмоидов, хотя и существенно влияют на их итоговые параметры. В данной работе исследовалась возможность описания динамики скачкообразного распространения разряда без привлечения механизма ионизационно-перегревной неустойчивости, поэтому влияние газодинамических процессов не учитывалось.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Характерные кривые, отражающие эволюцию амплитуды приведенного электрического поля  $|E|/N$  и концентрации электронов в 4 и 5 плазмоидах при  $(E/N)_0 = 115 \text{ Тд}$ ,  $P = 100 \text{ Торр}$  и  $\lambda = 4.3 \text{ см}$  для структуры типа «цепочка», приведены на рис. 6, 7. Пространственное распределение амплитуды поля при  $t = 0$  — результат взаимодействия электромагнитной волны с инициирующим

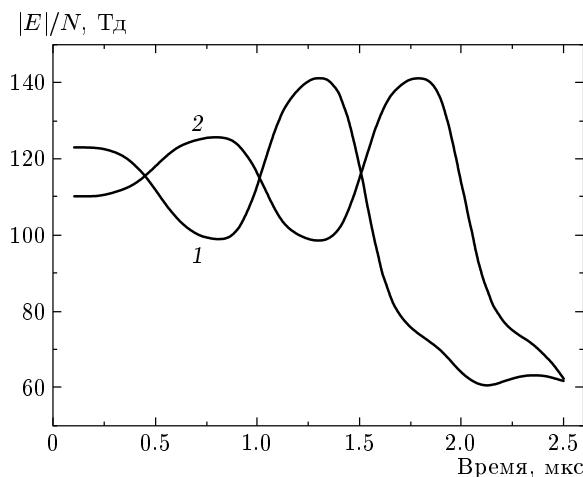


Рис. 6. Динамика приведенного поля  $|E|/N$  в 4 (кривая 1) и 5 (кривая 2) плазмоидах.  $(E/N)_0 = 115 \text{ Тд}$ ,  $P = 100 \text{ Торр}$

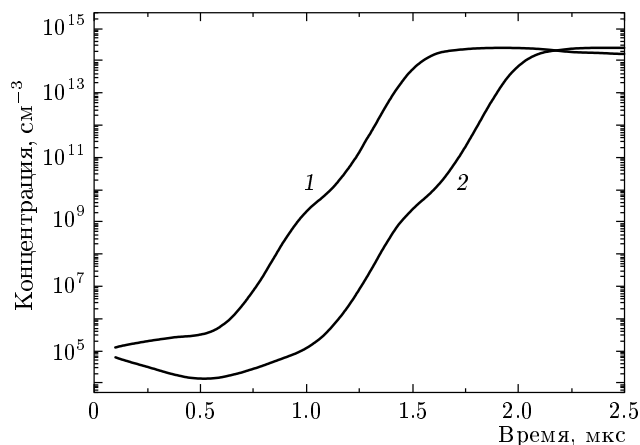
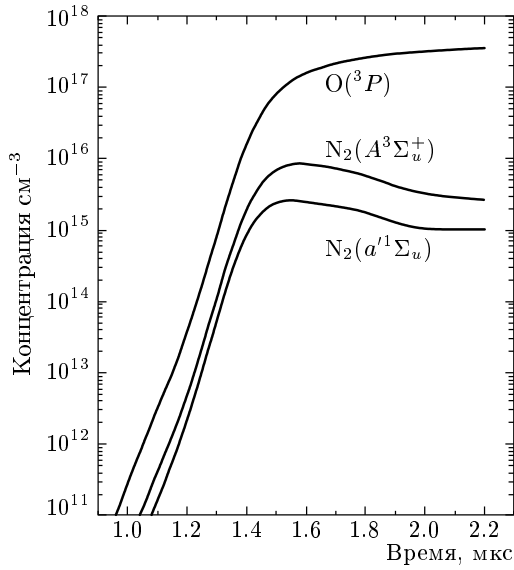


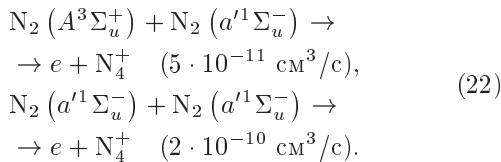
Рис. 7. Динамика концентрации электронов в 4 (кривая 1) и 5 (кривая 2) плазмоидах.  $(E/N)_0 = 115 \text{ Тд}$ ,  $P = 100 \text{ Торр}$

разряд плазменным каналом — подробно описано в разд. 2.5. Начальная концентрация электронов в зарождающемся плазменном канале составляет  $10^4\text{--}10^6 \text{ см}^{-3}$  и определяется балансом процессов фотоионизации (УФ-излучением из предыдущего плазмоида) и диссоциативного прилипания к молекулам кислорода. Рост  $N_e$  в допробойных полях связан в основном с увеличением концентрации атомов  $\text{O} (^3P)$ , на которых происходит эффективное отлипание электронов. При  $\Lambda > 0.01$  ( $N_e \geq (4\text{--}6) \cdot 10^{12}$ ) происходит перераспределение амплитуды поля: поле в плазмоиде уменьшается вследствие самоэкранировки, а коэффициент отра-



**Рис. 8.** Зависимость от времени концентрации атомов  $O(^3P)$  и возбужденных молекул  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$  и  $N_2(a^1\Sigma_u^-)$  в 4 плазмоиде.  $(E/N)_0 = 115$  Тд,  $P = 100$  Торр,  $\lambda = 4.3$  см

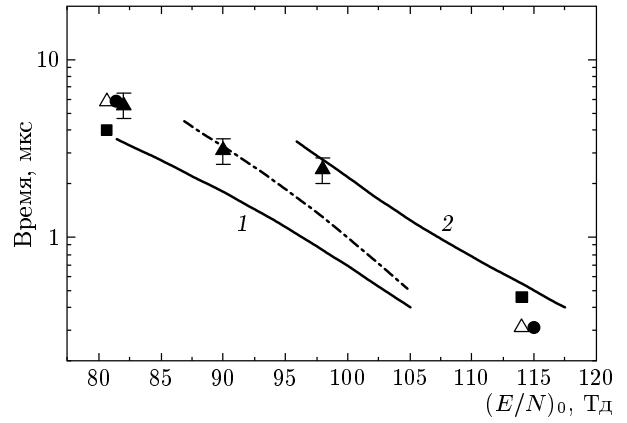
жения возрастает. Итоговое значение концентрации электронов для значений безразмерного радиуса канала  $kl_\rho = 0.25$  составляет  $(2-4) \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. При этом коэффициент отражения достигает значения 1.24, а поле в плазмоиде падает примерно до 60 Тд. Поддержание в этих условиях достаточно плотной плазмы осуществляется за счет реакций ассоциативной ионизации [22]:



Основным каналом гибели заряженных частиц на этом этапе становится электрон-ионная рекомбинация, поскольку концентрация атомов кислорода уже превышает  $10^{17}$  см<sup>-3</sup> (см. рис. 8) и разрушение отрицательных ионов происходит значительно быстрее их образования.

Для этих же условий на рис. 8 приведены результаты расчета динамики концентрации атомов  $O(^3P)$  и метастабильных электронно-возбужденных молекул  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ ,  $N_2(a^1\Sigma_u^-)$ , участвующих в реакциях ассоциативной ионизации (22). При  $t \geq 1.4$  мкс скорость образования заряженных частиц в реакциях (22) превышает  $3 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>/с.

Согласно рис. 6 и 7, временные зависимости амплитуды поля и концентрации электронов в двух по-



**Рис. 9.** Зависимость времени формирования плазмоедов  $\tau_e$  в воздухе от величины приведенного поля  $(E/N)_0$ :  $P = 50$  ( $\Delta$ ),  $70$  ( $\bullet$ ) и  $100$  ( $\blacksquare$ ) Торр,  $\lambda = 4.3$  см — данные [4],  $P = 200$  Торр ( $\blacktriangle$ ),  $\lambda = 8.5$  см — данные [5]. Кривые — результаты расчета для  $P = 100$  Торр: 1 — «змейка», 2 — «цепочка» ( $\lambda = 4.3$  см), штрих-пунктир — «змейка» ( $\lambda = 8.5$  см)

следовательных плазмоидах (с учетом сдвига по времени на постоянную величину  $\tau_e$ ) практически неизменны. На рис. 9 приведены значения  $\tau_e$ , полученные по формуле (1) на основании экспериментальных данных по скорости распространения фронта разряда при  $\lambda = 4.3$  см [4] и  $\lambda = 8.5$  см [5]. Следует отметить очень сильную зависимость  $\tau_e$  от  $(E/N)_0$  (для «цепочки» и «змейки» при  $\lambda = 4.3$  см имеем  $\tau_e \propto E_0^9$ ), а также достаточно слабую зависимость  $\tau_e$  от давления газа и длины волны СВЧ-излучения.

На этом же рисунке представлены результаты расчетов времени формирования плазмоедов для структур типа «цепочка» и «змейка» в СВЧ-разряде в воздухе при  $P = 100$  Торр и длинах волн  $\lambda = 4.3$  см (сплошные кривые) и  $\lambda = 8.5$  см (штрихи). В расчетах при определении  $\tau_e$  отсчет времени начинался с момента, когда поле в рассматриваемом канале превышает пробойное значение, и заканчивался, когда коэффициент отражения электромагнитной волны от этого канала оказывался достаточным для достижения пробойного значения поля в последующем плазмоиде. Результаты расчета для  $P = 100$  Торр позволяют адекватно описать соответствующие экспериментальные данные. Однако полученная в расчетах зависимость  $\tau_e$  от давления газа ( $P\tau_e \approx \text{const}$ ) является более сильной, чем наблюдается в эксперименте. Причина этого отличия пока непонятна.

Некоторое рассогласование результатов численного моделирования и экспериментальных данных

при  $(E/N)_0 = 115$  Тд (рис. 9) мы связываем с нарушением условия «мгновенности» вытягивания канала, которое упоминалось ранее при описании модели. Отметим также, что при заметном возрастании времени формирования плазмодов  $\tau_e$  (в области значений  $(E/N)_0 \approx 90$  Тд для режима «цепочка» и  $(E/N)_0 \approx 80$  Тд для режима «змейка») приближение неизменности радиуса плазменного канала становится неприменимо и возникает необходимость учета эволюции эффективного радиуса канала.

Для выяснения степени влияния радиуса плазменных каналов на время их формирования были проведены расчеты при различных фиксированных значениях параметра  $\alpha = kl_p = 0.2-0.3$ . Разброс  $\delta\tau_e$  оказался относительно невелик:

$$\frac{\tau_e(\alpha = 0.3)}{\tau_e(\alpha = 0.2)} \approx 1.2-1.3,$$

что является следствием слабой зависимости  $K_{ref}(\alpha)$  (рис. 4). Кроме того, было исследовано влияние процессов фотоионизации на величину  $\tau_e$ . Для этого проводились модельные расчеты, в которых скорость фотоионизации (20) увеличивалась (или уменьшалась) в 5 раз. Даже столь существенное варьирование величины  $Q_{photo}$  не привело к заметному изменению  $\tau_e$ .

На рис. 9 для структуры «змейка» приведены результаты расчетов  $\tau_e$  в разряде с  $\lambda = 8.5$  см (штриховая кривая). Как видно, с ростом длины волны СВЧ-излучения время формирования плазмодов увеличивается, причем тем больше, чем меньше значение приведенного поля  $(E/N)_0$ . Причина этого заключается в том, что при неизменном безразмерном радиусе канала  $\alpha$  его отражающие свойства зависят только от величины параметра  $\Lambda$ , пропорционального произведению  $N_e\lambda$ . Следовательно, при одном и том же значении  $(E/N)_0$  в разрядах с большей длиной волны максимальная концентрация электронов в плазмодах оказывается ниже. В результате затягивается как наработка атомарного кислорода (обеспечивающего разрушение отрицательных ионов), так и образование возбужденных молекул, участвующих в процессах ассоциативной ионизации.

На рис. 10 представлены распределения концентрации электронов в области между вторым и третьим плазменными каналами в момент времени  $t = 5$  мкс для  $(E/N)_0 = 100$  и 115 Тд. Крайние точки на рисунке — концентрации электронов в каналах. Такие распределения устанавливаются после образования следующего четвертого плазмоида

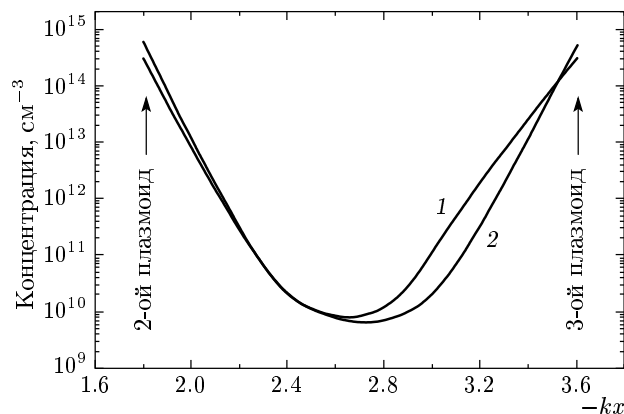


Рис. 10. Пространственное распределение концентрации электронов между 2 и 3 плазмоидами при  $(E/N)_0 = 115$  (кривая 1) и 100 Тд (кривая 2);  $P = 100$  Торр,  $\lambda = 4.3$  см

и в дальнейшем уже практически не изменяются. Нагрев газа при столь низкой концентрации фоновой плазмы в поле с уменьшающейся амплитудой не превышает трех градусов, что не позволяет развиваться в межплазмодном пространстве ионизационно-перегревной неустойчивости. Последнее свидетельствует о том, что в данных условиях (для дипольного режима СВЧ-разряда) исследуемый в [8] и других работах механизм структурообразования не реализуется.

Из рис. 9 следует, что в диапазоне полей  $(E/N)_0 = 85-115$  Тд возможно существование двух типов плазменных структур. Причем время формирования плазмодов в «цепочке» (кривая 2) больше, чем в «змейке» (кривая 1) вследствие большей отражающей способности последней. Тот факт, что в области их конкуренции  $(E/N)_0/(E/N)_{br} = 0.75-1$  экспериментально наблюдается только «цепочка» [4], вероятно связано со способом инициирования данного разряда (см. ниже).

Остановимся более подробно на свойствах формирующихся разрядных структур и условиях их возникновения.

На рис. 11а приведена заимствованная из работы [4] интегральная фотография разрядной структуры «цепочка» в плоскости  $\mathbf{kB}_0$ , а на рис. 11б — результаты численного расчета пространственного распределения относительной интенсивности излучения  $2^+$ -системы азота (переход  $N_2(C^3\Pi_u) \rightarrow N_2(B^3\Pi_g) + h\nu$ ) [23]. Светлые области лежат внутри изолинии относительной интенсивности  $0.2I_{max}$ . Как видно, плазмоиды заметно

**Рис. 11.** Разрядная структура «цепочка» в плоскости  $\mathbf{kB}_0$ . Воздух,  $P = 100$  Торр,  $\lambda = 4.3$  см; СВЧ-излучение идет слева направо: *a* — интегральная фотография структуры [4], *b* — результаты численного расчета

выгнуты навстречу источнику СВЧ-излучения. Соотношение полусей на фотографии примерно соответствует расчетному  $l_y/l_x \approx 3-3.5$  ( $l_p \equiv \rho_{eff} \approx 2l_x$ ). Заметим также, что и в расчете, и в эксперименте линия, соединяющая центры каналов, расположена под углом к оси волнового пучка. Последнее обстоятельство связано с поперечным смещением инициирующей системы с оси сильно сфокусированного волнового пучка. При  $a_f > 3\lambda$  этот эффект практически исчезает.

Структура «цепочка» обладает примерно такими же отражающими свойствами, что и одиночный плазмод (отличие в величинах абсолютного максимума амплитуды  $K_{ref}(\Lambda)$  составляет несколько процентов (рис. 4)). Столь незначительная разница связана с быстрым уменьшением амплитуды рассеянной волны ( $\propto 1/r$ ) с ростом расстояния до оси отра-

жающего канала. Следовательно, базовым элементом структуры «цепочка» можно считать одиночный плазмод.

Смещение инициирующих диполей в поперечном (относительно вектора  $\mathbf{k}$ ) направлении значительно улучшает отражающие свойства плазменной системы. Были проведены расчеты формирования плазменных структур в широком волновом пучке ( $a_f \rightarrow \infty$ ) с двумя идентичными инициаторами, расположенными на оси  $y$  на расстоянии  $|\Delta Y|$  друг от друга. В этом случае местонахождение области максимальной амплитуды, естественно, равноудалено от обоих отражающих объектов. При увеличении  $|\Delta Y|$  амплитуда  $E_{max}$  возрастала до максимального значения (достигаемого при  $|\Delta Y_{max}| \approx \lambda/2$ ), а затем уменьшалась. Плазмоды, разнесенные на расстояние  $|\Delta Y| > \lambda$ , практически не влияли друг на друга и отражали как одиночные независимые объекты. При  $|\Delta Y| = |\Delta Y_{max}|$  величина  $K_{ref}(\Lambda)$  ( $\Lambda = \Lambda_1 = \Lambda_2$ ) заметно превышала соответствующее значение для одиночного канала. Например, при  $\Lambda = 1$  для одиночного канала  $K_{ref} \approx 1.35$ , а для двух разнесенных плазмодов  $K_{ref} \approx 1.7$ .

Таким образом, отражающие свойства системы плазмодов заметно улучшаются, если удастся разнести эти плазмоды в поперечном относительно вектора  $\mathbf{k}$  направлении. Соответственно уменьшается время формирования плазменных каналов  $\tau_e$  и возрастает скорость распространения разряда.

На рис. 12*a* приведена интегральная фотография структуры «змейка» в плоскости  $\mathbf{kB}_0$ , а на рис. 12*б* — результаты соответствующего численного расчета. Следует отметить примерное совпадение полученной в расчетах ориентации поперечных сечений каналов с их фотоизображением. В случае реализации этой структуры кривая  $K_{ref}^{(sn)}(\Lambda)$  лежит выше соответствующих кривых для одиночного плазмоды и для «цепочки». Поэтому порог дипольного режима распространения СВЧ-разряда для структуры «змейка» понижается. Расчеты показали, что

$$\frac{(E/N)_{0min}^{(sn)}}{(E/N)_{br}} \approx 0.6.$$

Формирование определенного типа плазменной структуры прежде всего зависит от способа инициирования разряда. Действительно, располагая инициаторы тем или иным способом, мы изначально «навязываем» разряду алгоритм его выстраивания. Так, например, взяв в качестве инициирующей группы базовые элементы типа «цепочка» или «змейка», можно получить лишь воспроизведение этих плазменных структур. Если же в области инициации со-

Внутри своих областей инициации разрядные структуры достаточно устойчивы и стабильно воспроизводятся в расчетах. Для структуры разряда типа «змейка» среднее расстояние между плазмоидами в направлении распространения разряда составляет

$$d_x^{(sn)}/\lambda \approx 0.17,$$

в поперечном направлении

$$d_y^{(sn)}/\lambda \approx 0.4,$$

для «цепочки»

$$d_x^{(ch)}/\lambda \approx 0.25-0.3$$

(см. рис. 4). Эти значения слабо зависят от параметров разряда и согласуются с экспериментальными данными [3, 4]. Если координаты инициаторов отличаются от  $d_x$ ,  $d_y$ , то, начиная с некоторого плазоида (номер которого зависит от степени начального рассогласования), структура все равно «выходит» на свои характерные масштабы. Этот вывод также согласуется с результатами наблюдений [1–4], свидетельствующими о слабой зависимости характеристик разряда от типа инициатора.

Итак, в диапазоне значений параметра

$$(E/N)_0/(E/N)_{br} = 0.6-0.7$$

разряд способен продвигаться навстречу источнику излучения только в виде «змейки», а в диапазоне значений

$$(E/N)_0/(E/N)_{br} = 0.7-1$$

возможна реализация как одной, так и другой плазменной структуры. При этом, как следует из рис. 9, величина скорости распространения разряда должна зависеть от его структуры. То есть в результате использования двух разных иницирующих элементов можно (при прочих равных условиях) получить разные скорости распространения разряда.

Изменением взаимного расположения двух идентичных инициаторов нам удалось выделить в плоскости  $xy$  три области инициации, дающие начало «цепочке», «змейке» либо новой структуре, состоящей из трех параллельных «цепочек». Опуская подробности, отметим лишь, что для зарождения последней структуры необходимо разнести иницирующие плазмоиды в поперечном направлении на расстояние, превышающее  $\lambda$ . Иницирующая система с малым поперечным размером ( $< 0.4\lambda/\pi$ ) способна сформировать лишь «цепочку».

**Рис. 12.** Разрядная структура «змейка» в плоскости  $kB_0$ . Воздух,  $P = 100$  Торр,  $\lambda = 4.3$  см; СВЧ-излучение идет слева направо:  $a$  — интегральная фотография структуры [3],  $b$  — результаты численного расчета

держатся различные типы базовых элементов, то характер реализующейся в разряде пространственной структуры будет уже определяться другими факторами (например,  $(E/N)_0$ , параметром  $a_f$  и др.).

Следует отметить, что эти результаты не противоречат упоминавшимся во Введении экспериментальным данным о независимости структуры разряда от типа инициатора. Поскольку, во-первых, большая часть этих данных получена для  $(E/N)_0 \leq 0.6(E/N)_{br}$  и не относится к дипольной структурной зоне. Но главное — это то, что используемые в экспериментах инициаторы не содержат «асимметричных» элементов, которые должны составлять базовый набор для структур типа «змейка». Поэтому все используемые в [1–4] инициаторы можно считать однотипными с точки зрения структурообразования.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами разработана 3D-модель для описания распространения иницированного СВЧ-разряда высокого давления в линейно поляризованном волновом пучке. В рамках предложенной модели самосогласованно решаются уравнения для амплитуды электрического поля, плазмохимической кинетики, а также уравнения для температуры газа и среднего запаса колебательных квантов молекул азота.

Результаты расчетов характерного времени формирования плазменных каналов  $\tau_e$  согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Величина  $\tau_e$  при фиксированном значении приведенного поля  $(E/N)_0$  слабо зависит от длины волны СВЧ-излучения, что также подтверждается данными экспериментов. Однако расчетная зависимость времени формирования плазмоидов от давления является более сильной, чем в экспериментах.

В рамках разработанной модели получены экспериментально наблюдавшиеся типы образующихся плазменных структур: «змейка» и «цепочка». Эти разрядные структуры достаточно устойчивы и стабильно воспроизводятся в расчетах. Средние расстояния между плазмоидами и в «змейке», и в «цепочке» слабо зависят от параметров разряда и согласуются с экспериментально измеренными значениями.

Отражающие свойства системы плазменных каналов заметно улучшаются, если удается разнести плазмоиды в поперечном относительно вектора  $\mathbf{k}$  направлении. При этом возрастает скорость распространения разряда и расширяется диапазон приведенных электрических полей  $(E/N)_0$ , в котором возможно существование данной разрядной структуры.

Результаты проведенного исследования позволяют определить условия формирования той или иной пространственной структуры, а также параметры образующихся плазмоидов. Изменением расположения инициаторов, величины фокусного расстояния  $a_f$  и других характеристик разряда можно целенаправленно управлять параметрами разрядной структуры и отдельных плазмоидов с целью достижения требуемого результата.

В последнее время значительно вырос интерес к исследованиям воздействия газовых разрядов на ударно-волновые процессы [24–26] с целью уменьшения интенсивности (числа Маха) последних. Использование для этих целей СВЧ-разрядов описанного типа представляется весьма перспективным, поскольку в этом сильно неоднородном

разряде энергия поглощается только в плазменных каналах, которые вследствие этого сильно нагреты. Согласно работе [26], наличие системы горячих каналов должно способствовать эффективному разрушению ударных волн в зоне действия разряда, что и наблюдалось авторами работы [27].

Авторы благодарят В. Г. Бровкина и Ю. Ф. Колесниченко за предоставленные фотографии разрядных структур и полезное обсуждение результатов работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Батанов, С. И. Грицинин, И. А. Косый и др., Труды ФИАН **160**, 174 (1985).
2. С. В. Голубев, С. И. Грицинин, В. Г. Зорин и др., в сб. *Высокочастотный разряд в волновых полях*, под ред. А. Г. Литвака, ИПФ АН СССР, Горький (1988), с. 136.
3. В. Г. Бровкин, Ю. Ф. Колесниченко, Д. В. Хмара, в сб. *Шаровая молния в лаборатории*, под ред. Р. Ф. Авраменко и др., Химия, Москва (1994), с. 119.
4. V. G. Brovkin and Yu. F. Kolesnichenko, J. Moscow Phys. Soc. **5**, 23 (1995).
5. Л. П. Грачев, И. И. Есаков, Г. И. Мишин, К. В. Ходатаев, ЖТФ **65**, 21 (1995).
6. N. A. Bogatov, Yu. Ya. Brodsky, S. V. Golubev, and V. G. Zorin, in *Proc. XVIII IC PIG*, Swansea (1987), p. 864.
7. V. G. Brovkin and Yu. F. Kolesnichenko, in *Proc. Int. Conf. Strong Microwaves in Plasmas* (1994), Vol. 1, p. 271.
8. А. Л. Вихарев, В. Б. Гильденбург, А. В. Ким и др., в сб. *Высокочастотный разряд в волновых полях*, под ред. А. Г. Литвака, ИПФ АН СССР, Горький (1988), с. 41.
9. А. Х. Мнацаканян, Г. В. Найдис, Физика плазмы **16**, 481 (1990).
10. Н. Ю. Бабаева, А. Х. Мнацаканян, Г. В. Найдис, Физика плазмы **18**, 1055 (1992).
11. И. В. Безменов, В. В. Русанов, В. Б. Силаков, Труды ИОФАН **47**, 74 (1994).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
13. П. В. Веденин, Физика плазмы **25**, 384 (1999).

14. М. Леонтович, М. Левин, ЖТФ **14**, 481 (1944).
15. Н. Л. Александров, Ф. И. Высикайло, Р. Ш. Исламов и др., ТВТ **19**, 22 (1981).
16. Н. А. Дятко, И. В. Кочетов, А. Н. Напартович, в сб. *Высокочастотный разряд в волновых полях*, под ред. А. Г. Литвака, ИПФ АН СССР, Горький (1988), с. 9.
17. А. Х. Мнацаканян, Г. В. Найдис, в сб. *Химия плазмы*, вып. 14, под ред. Б. М. Смирнова, Энергоатомиздат, Москва (1987), с. 227.
18. Н. Л. Александров, И. В. Кочетов, ТВТ **25**, 1062 (1987).
19. I. A. Kossyi, A. Y. Kostinsky, A. A. Matveev, and V. P. Silakov, *Plasma Sources Sci. Technol.* **1**, 201 (1992).
20. М. Б. Железняк, А. Х. Мнацаканян, Г. В. Найдис, ТВТ **20**, 423 (1982).
21. Н. А. Попов, *Физика плазмы* **27**, 940 (2001).
22. H. Brunet and J. Rocca-Serra, *J. Appl. Phys.* **57**, 1574 (1985).
23. А. М. Правилон, *Фотопроцессы в молекулярных газах*, Энергоатомиздат, Москва (1992).
24. In *Proc. II Weakly Ionized Gases Workshop*, Norfolk, Virginia, USA (1998).
25. Yu. F. Kolesnichenko, V. G. Brovkin, V. A. Lashkov et al., AIAA 2001-0345, 2001-3060 (2001).
26. В. И. Артемьев, В. И. Бергельсон, И. В. Немчинов и др., *Математическое моделирование* **8**, 1 (1989).
27. Л. П. Грачев, И. И. Есаков, Г. И. Мишин, К. В. Ходатаев, ЖТФ **55**, 972 (1985).