

ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ПОДХОД ПРИ РАССМОТРЕНИИ ЭВОЛЮЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО СТРИМЕРА

*В. А. Битюрин**, *П. В. Веденин*

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
125412, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 24 декабря 2009 г.

Представлена основанная на аналитических соотношениях модель СВЧ-стримера, позволяющая описывать его эволюцию как при удлинении вдоль внешнего электрического поля, так и после остановки. В рамках модели самосогласованно решаются уравнения для амплитуды электрического поля в центре стримера, уравнения, описывающие динамику продольного и поперечного размеров, а также плазмохимической кинетики. Проведено сравнение с численными двумерными расчетами электростатического этапа в воздухе. Получены простые аналитические соотношения, позволяющие оперативно оценивать выделяемую в плазменном канале мощность. Показано, что практически весь энерговклад осуществляется после прекращения удлинения стримера.

1. ВВЕДЕНИЕ

Характерной особенностью неравновесного микроволнового разряда высокого давления ($\nu \gg \omega$, ν — транспортная частота столкновений электронов, ω — круговая частота поля) является его пространственная неоднородность. Именно в этом диапазоне значений параметров наиболее ярко проявляется многообразие не «размазанных» диффузией плазменных конфигураций.

К настоящему времени наиболее изучены экспериментально [1–12] и теоретически [13–18] плазменные структуры дипольного типа, выстраивающиеся в поле линейно поляризованных электромагнитных волн и состоящие из ориентированных параллельно внешнему электрическому полю тонких плазменных каналов (плазмодов). В зависимости от условий зажигания разряда образуется один канал [5, 6, 10, 11], несколько каналов [3, 4, 7, 8] или регулярная в пространстве многоплазмодная структура [1, 2, 9, 12].

Плазменный диполь, являющийся основным элементом плазменной структуры и заметно влияющий на интерференционную картину электромагнитного поля в области разряда, формируется в результате развития микроволнового стримера, который представляет собой бегущие в двух взаимно противоположных направлениях вдоль внешнего элек-

трического поля волны ионизации (ВИ). Нескомпенсированные объемные заряды противоположных знаков, возникающие при колебательном движении электронов относительно неподвижного на периоде $T = 2\pi\omega^{-1}$ ионного фона, расположены симметрично относительно центра стримера. Эти заряды сосредоточены преимущественно на фронтах волн ионизации в областях усиленного поля и максимальных градиентов концентрации плазмы.

Анализ результатов двумерных численных расчетов, проводившихся в модельном газе [13, 14] и в воздухе [15], позволяет выделить следующие основные закономерности распространения стримера вдоль внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 .

1. Вскоре после начала удлинения на электростатическом этапе эволюции, когда эффектами, связанными с конечностью длины волны волнового пучка, можно пренебречь, устанавливается режим, характеризующийся квазистационарными значениями амплитуды поля в центре стримера $|E_c(t)| \approx \text{const}$ и максимальной амплитуды $|E_h(t)| \approx \text{const}$ на фронтах волн ионизации [13–15].

2. В соединяющем головки стримера плазменном канале распределение амплитуды поля квазиоднородно [13–15]:

$$|\mathbf{E}(\mathbf{r})| \approx |E_c| < |E_0|. \quad (1)$$

3. В воздухе численно установлены [15] соотношения

*E-mail: bityurin@ihed.ras.ru

$$\sigma_{*c}(t) \approx \left(\frac{l(t)}{r_0} \right)^b, \quad (2)$$

$$r_h(t) \approx 0.1l(t), \quad r_h \ll l, \quad (3)$$

$$\dot{l}(t) \approx \xi_P \nu_{ih}^{eff} (|E_h(t)|) l(t), \quad \xi_P \approx 0.01, \quad (4)$$

связывающие характеристики микроволнового стримера на электростатическом этапе эволюции. Здесь $\sigma_{*c} = 4\pi\sigma_c/\omega$, $\sigma_c = e^2 N_{ec}/m\nu$, $N_{ec}(t)$ — средняя на периоде T концентрация электронов в центре стримера, m , e — масса и заряд электрона, r_0 — радиус плазменного облака к концу этапа развития электронной лавины во внешнем поле, l , r_h — полу-длина стримера и характерный радиус его головки, $\nu_i^{eff} = \nu_i - \nu_a$; ν_i , ν_a — частоты прямой ионизации и прилипания. Коэффициент b в показателе степени с ростом параметра $|E_0|/P_0$ от 35 до 60 кВ/см·атм увеличивается от 1 до 1.3.

4. В условиях, когда определяющую роль в пространстве волн ионизации играют амбиполярная диффузия с коэффициентом D_a и ионизация, при оценке величины скорости удлинения стримера можно использовать [14] асимптотическое решение

$$\dot{l}(t) \approx 2\xi_D \sqrt{D_a \nu_{ih}^{eff} (|E_h|)}, \quad \xi_D \sim 1, \quad (5)$$

уравнения Колмогорова – Петровского – Пискунова [16].

5. После прекращения вытягивания стримера устанавливаются квазистационарные уровни амплитуды поля в центре стримера и поглощаемой мощности [14].

Сложность реализации численными методами решения многомерной электродинамической задачи о развитии пространственных структур микроволнового разряда в свободном пространстве (постановка граничных условий, адаптированных к области интегрирования не слишком больших размеров), дополненной системой плазмохимических реакций, явилась причиной поиска упрощенных подходов [17, 18]. С помощью этих подходов удалось проследить динамику стримера в воздухе и азоте в начале электростатического этапа его развития [17], а также описать скачкообразный режим распространения инициированного СВЧ-разряда высокого давления навстречу источнику излучения [18].

В данной работе представлена основанная на аналитических соотношениях самосогласованная электродинамическая модель, позволяющая с привлечением системы плазмохимических реакций изучать характерные особенности развития плазменного образования не только вплоть до полного торможения стримера, но и на более поздних этапах. Приведены

простые аналитические выражения для оценки амплитуды поля в плазмоиде, выделяемой в нем мощности, эффективности поглощения энергии волнового пучка.

2. ИСХОДНАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Теоретическое рассмотрение микроволнового разряда обычно проводится на основании предположения о незначительности изменений фурье-компонент электрического и магнитного полей, плотности избыточного объемного заряда и тока, а также средних параметров плазмы на периоде высокочастотных колебаний. Выражение для диэлектрической проницаемости плазмы записывается в виде

$$\varepsilon(\mathbf{r}, t) = 1 + i \frac{\sigma_*(\mathbf{r}, t)}{1 - i\vartheta}, \quad (6)$$

где $\sigma_* = 4\pi\sigma/\omega$, $\sigma = e^2 N_e/m\nu$, $\vartheta = \omega/\nu = \text{const}$. Везде в дальнейшем будем предполагать выполненным условие $\vartheta < 1$.

Стример распространяется вдоль внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 , параллельного оси z . Центр стримера расположен в начале системы координат. Полное электрическое поле

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_Q^+ + \mathbf{E}_Q^- + \mathbf{E}_I \quad (7)$$

включает в себя зарядовую \mathbf{E}_Q^\pm и токовую \mathbf{E}_I составляющие:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_Q^\pm &= -\nabla \int_{V^\pm} dV' \rho^\pm(\mathbf{r}') G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|), \\ \mathbf{E}_I &= \frac{ik}{c} \int_{V^\pm} dV' \mathbf{j}(\mathbf{r}') G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|), \end{aligned} \quad (8)$$

где ρ^\pm — амплитуда плотности избыточного заряда в объеме V^\pm (V^+ при $z > 0$, V^- при $z < 0$), $G(s) = \exp(iks)/s$, $k = \omega/c$, c — скорость света, $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}/(1 - i\vartheta)$.

Амплитуды локализованного в области V^\pm полного объемного заряда и дипольного момента плазменного образования связаны с амплитудой плотности тока интегральными соотношениями:

$$Q^\pm = \int_{V^\pm} dV \rho^\pm(\mathbf{r}) = \pm \frac{i}{\omega} \int dx dy j_z(x, y, 0), \quad (9)$$

$$\mathbf{d} = \int_{V^+ + V^-} dV \mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) = \frac{i}{\omega} \int_{V^+ + V^-} dV \mathbf{j}(\mathbf{r}). \quad (10)$$

Опираясь на результат численного моделирования [13–15] (см. (1)), примем предположение о том,

что практически во всем теле стримера в подынтегральных выражениях (8)–(10) можно использовать следующее приближение:

$$\mathbf{E}_I \approx (0, 0, E_{Iz}), \quad j_z(\mathbf{r}) \approx \frac{E_c \sigma(\mathbf{r})}{1 - i\vartheta}. \quad (11)$$

Поскольку максимальные значения амплитуды электрического поля достигаются в областях фронтов продольных волн ионизации, где $\sigma_*(\mathbf{r}) \ll 1$, вклад этих объемов в выражения для \mathbf{E}_I , Q^\pm и \mathbf{d} пренебрежимо мал.

В рамках такого приближения формулы (8)–(10) преобразуются к виду

$$\mathbf{E}_Q^\pm \approx \mp \frac{iE_c \Lambda_Q}{1 - i\vartheta} \Psi_Q^\pm, \quad E_{Iz} \approx \frac{iE_c \Lambda_I \Psi_{Iz}}{1 - i\vartheta}, \quad (12)$$

$$Q^\pm \approx \pm \frac{i\sigma_{*c} E_c r_{ch}^2}{4(1 - i\vartheta)}, \quad d_z \approx Q^+ \frac{1}{\pi r_{ch}^2} \int dV f_e(\mathbf{r}), \quad (13)$$

где

$$\Lambda_Q = \frac{\sigma_{*c} r_{ch}^2}{4l^2}, \quad \Lambda_I = \frac{\sigma_{*c} k^2 r_{ch}^2}{4}, \quad f_e = \frac{N_e}{N_{ec}},$$

$$r_{ch}^2 = \frac{1}{\pi} \int dx dy f_e(x, y, 0),$$

$$\Psi_Q^\pm(\mathbf{r}) = l^2 \nabla^{V^\pm} \frac{\int dV' \rho^\pm(\mathbf{r}') G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{\int_{V^\pm} dV' \rho^\pm(\mathbf{r}')}, \quad (14)$$

$$\Psi_{Iz}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\pi r_{ch}^2} \int_{V^+ + V^-} dV' f_e(\mathbf{r}') G(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|).$$

Параметры Λ_Q (электростатический) и Λ_I (электродинамический) характеризуют степень влияния на внешнее поле соответственно поляризации плазмы и протекающего по плазменному каналу тока. Под длиной стримера будем подразумевать расстояние $2l$ между точками, в которых амплитуда электрического поля максимальна.

Определение полного электрического поля (7) после подстановки в него приближенных выражений для зарядовой $\mathbf{E}_Q^\pm(\mathbf{r} = 0)$ и токовой $\mathbf{E}_I(\mathbf{r} = 0)$ составляющих превращается в уравнение для комплексной амплитуды поля в центре стримера E_c , из которого находим

$$E_c \approx \frac{E_{0c}}{1 + \frac{i(2\Lambda_Q \Psi_{Qc} - \Lambda_I \Psi_{Ic})}{1 - i\vartheta}}, \quad (15)$$

где $E_{0c} = E_{0z}(\mathbf{r} = 0)$, $\Psi_{Qc} = \Psi_{Qz}^{(+)}(\mathbf{r} = 0)$, $\Psi_{Ic} = \Psi_{Iz}(\mathbf{r} = 0)$. В дальнейшем везде индексами «с» и «h» будем обозначать величины, относящиеся соответственно к центру и головкам стримера.

Остановимся на некоторых следствиях, вытекающих из полученных соотношений.

2.1. Переход к случаю однородного ($N_e(\mathbf{r}) = \text{const}$) плазменного эллипсоида вращения в электростатическом приближении $k \rightarrow 0$ (см., например, [19]) можно осуществить с помощью двух разноименно заряженных $\pm\rho$ ($\rho = \text{const}$) идентичных эллипсоидов вращения с центрами, разнесенными вдоль оси z на расстояние $\delta_z \rightarrow 0$.

2.2. Выражение для амплитуды продольного электрического поля на оси плазмоида в пределе $2l \rightarrow \infty$ [20] принимает следующий вид:

$$E_c \approx \frac{E_0}{1 + \frac{2\pi\Lambda_I}{1 - i\vartheta} \int_0^\infty ds s f_e(s) H_0^{(1)}(skr_{ch})},$$

где $H_0^{(1)}(x)$ — функция Ханкеля нулевого порядка, соответствующая расходящейся волне.

2.3. Как уже говорилось во Введении, вскоре после начала вытягивания плазменного облака устанавливается режим распространения, характеризующийся квазистационарными значениями амплитуды поля $|E_c|$ и $|E_h|$. Проведенное в работе [15] специальное исследование выявило, что насыщение максимальной амплитуды $|E_h|$ вызвано расширением головки стримера, характерный поперечный размер которой возрастает пропорционально продольному масштабу l (см. (3)). Исследуем условия существования такого режима в простейшем случае $\rho^\pm(\mathbf{r}) = \text{const}$.

Выражение для комплексной амплитуды поля на оси стримера в пределе $k \rightarrow 0$ имеет следующий вид:

$$E_z(z_*, p_{n*}) \approx E_0(z_*) - \frac{iE_c \Lambda_Q}{1 - i\vartheta} \times \left(\Psi_{Qz}^+(z_*, p_{n*}) - \Psi_{Qz}^-(z_*, p_{n*}) \right), \quad (16)$$

где p_n — пространственные масштабы ($n = 1, 2, \dots$), позволяющие описывать с различной степенью подробности конфигурацию головки, $z_* = z/l$, $p_{n*} = p_n/l$. Например, головка в форме сферы характеризуется радиусом r_h ($p_1 = r_h$), а для случая диска требуются уже два размера $p_{1,2} = r_h, \Delta_h$. Если масштабы p_n возрастают пропорционально длине стримера ($p_{n*} = \text{const}$), то величина форм-фактора $\Psi_{Qz}^\pm(z_* = \text{const}, p_{n*})$ остается неизменной. И если, кроме того, устанавливается

стационарное значение параметра $\Lambda_Q(t)$, то реализуется автомодельное распределение амплитуды поля $E_z(z_* = \text{const}, p_{n*}) = \text{const}$. В частности, $|E_c| = \text{const}$ и $|E_h(z_* = \pm 1)| = \text{const}$.

2.4. В бездиффузионном приближении уравнение, описывающее эволюцию усредненной электронной концентрации вблизи головок стримера, имеет вид

$$-\frac{i}{l} z_* \frac{\partial}{\partial z_*} \ln N_e \approx \nu_i^{eff} (|\mathbf{E}(\mathbf{r}_*, \Lambda_Q, p_{n*})|). \quad (17)$$

При $\Lambda_Q(t)$, $p_{n*}(t) \approx \text{const}$ скорость вытягивания стримера нарастает пропорционально его длине:

$$V_z \approx \xi_P \nu_{ih}^{eff} (|E_h|) l, \quad (18)$$

где $\xi_P \approx \Delta_{h*} / \ln(N_{e1}/N_{e2})$ (см. (4)), Δ_h — характерная ширина фронта волн ионизации ($\Delta_h(t) \propto l(t)$), $\Delta_{h*} = \Delta_h/l$, N_{e2} , N_{e1} — концентрации электронов перед фронтом и за ним.

2.5. Из сопоставления выражения $\sigma_{*c} = 4\Lambda_Q(l/r_{ch})^2$, вытекающего из определения электростатического параметра Λ_Q , с соотношением (2) следует, что

$$r_{ch} \approx r_0 \left(\frac{l}{r_0} \right)^{1-0.5b}. \quad (19)$$

Эволюция приведенных в работе [15] линий уровней концентрации $N_e(r, z) = \text{const}$ на электростатическом этапе подтверждает обоснованность полученной зависимости $r_{ch}(l)$.

2.6. Нескомпенсированный заряд распределен в объеме стримера сильно неравномерно. Амплитуда его плотности ρ связана с градиентом средней концентрации электронов и комплексной амплитудой электрического поля соотношением

$$4\pi\rho = -\mathbf{E}\nabla \ln \varepsilon. \quad (20)$$

Оценим долю заряда Q_{ch}^\pm , сосредоточенного внутри цилиндрического токового канала с радиусом r_{ch} , от полного заряда Q^\pm .

По прохождении фронта волны ионизации через фиксированную точку амплитуда поля в ней уменьшается до уровня $|\mathbf{E}(\mathbf{r})| \approx |E_c|$. Если этот уровень превышает пробойное значение, нарастание концентрации продолжается, но с существенно меньшей скоростью. Формируется неоднородный профиль концентрации плазмы, который и является причиной появления избыточного пространственного заряда в теле токового канала. Искомое выра-

жение, полученное с помощью формул (13) и (20), имеет вид

$$\left| \frac{Q_{ch}^\pm}{Q^\pm} \right| \approx \frac{\ln(\sigma_{*c}/\sigma_{*1})}{\sigma_{*c}} \ll 1, \quad (21)$$

где σ_1 — проводимость за фронтом волны ионизации. Из (21) следует, что практически весь заряд Q^\pm сосредоточен на фронте продольной волны ионизации в области V^\pm , когда $\sigma_{*c}(t) \gg 1$.

3. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ МИКРОВОЛНОВОГО СТРИМЕРА

Микроволновой стример удлиняется вдоль оси z и представляет собой диполь, симметрично расположенные относительно плоскости $z = 0$ избыточные разноименные заряды Q^\pm которого соединены заполненным плазмой каналом. Имеющиеся данные (1)–(5) позволяют использовать лишь простейшего вида модель с минимальным количеством характеризующих форму стримера параметров расчета. В основание модели заложены следующие предположения.

1. В канале распределение амплитуды поля квазигоднородно, $|\mathbf{E}(\mathbf{r})| \approx |E_c|$ (см. (1)).

2. Заряд Q^\pm сконцентрирован на фронте продольной волны ионизации в области, максимальный линейный размер которой значительно меньше масштаба $l(t)$ (см. (3)), и равномерно распределен в объеме головки $\rho^\pm(\mathbf{r}) = \text{const}$.

3. Ток протекает вдоль цилиндрического канала с радиусом $r_{ch}(t)$ и длиной $2l_{ch}(t)$, однородно заполненного плазмой ($f_e(\mathbf{r}) = 1$) (см. (20), (21)), причем $l_{ch*} = l_{ch}/l = \text{const}$.

4. Динамика масштабов $l(t)$ и $r_{ch}(t)$ описывается комбинированным уравнением

$$V_z \approx \xi_P \nu_{ih}^{eff} (|E_h|) l + 2\xi_D \sqrt{D_a \nu_{ih}^{eff} (|E_h|)} \quad (22)$$

и соотношением (19), в котором $b = b(l)$. Здесь ξ_P и ξ_D — варьируемые параметры модели.

Формула (15) связывает амплитуду $E_c(t)$ с концентрацией $N_{ec}(t)$, с характерными продольным $l(t)$ и поперечным $r_{ch}(t)$ масштабами, а также с форм-факторами Ψ_{Qc} и Ψ_{Ic} . Концентрация $N_{ec}(t)$ электронов в центре стримера определяется из системы уравнений плазмохимической кинетики в поле $E_c(t)$.

Предположения 2 и 3 позволяют значительно упростить выражения для форм-факторов Ψ_Q^\pm и Ψ_{Iz} .

Действительно, на расстоянии от области локализации пространственного заряда Q^\pm , значительно превышающем ее максимальный линейный масштаб, справедливо разложение

$$\Psi_Q^\pm \approx l^2 \nabla \left(G(R^\pm) + \frac{\mathbf{R}^\pm}{(R^\pm)^2} \cdot \left(\frac{\mathbf{d}}{2Q^\pm} - \mathbf{r}_Q^\pm \right) (1 - ikR^\pm) G(R^\pm) \right), \quad (23)$$

где $\mathbf{R}^\pm = \mathbf{r} - \mathbf{r}_Q^\pm$, \mathbf{r}_Q^\pm — точка, которую условно можно назвать центром заряда Q^\pm . Вследствие очевидной симметрии распределения плотности объемных зарядов относительно центрального сечения стримера и его продольной оси их центры расположены в точках $\mathbf{r}_Q^\pm = (0, 0, \pm l_Q)$. Определив l_Q из условия обращения в нуль второго поправочного члена в разложении (23) (так как $\rho^\pm(\mathbf{r}) = \text{const}$, то $\text{Im}(\mathbf{d}/Q^\pm) = 0$)

$$l_Q \approx \frac{1}{2\pi r_{ch}^2} \int dV f_e(\mathbf{r}) \approx l_{ch}, \quad (24)$$

приходим к следующему выражению для форм-фактора Ψ_{Qc} :

$$\Psi_{Qc} \approx \left(\frac{l}{l_Q} \right)^2 (1 - ikl_Q) \exp(ikl_Q). \quad (25)$$

В рамках предположения 3 имеем

$$\Psi_{Iz}(r=0, z) = \frac{-2i}{(kr_{ch})^2} \times \int_{-kl_{ch}}^{kl_{ch}} d\eta \left(\exp \left(i\sqrt{(kr_{ch})^2 + (\eta - kz)^2} \right) - \exp(i|\eta - kz|) \right). \quad (26)$$

Максимальная амплитуда поля описывается формулой

$$|E_h(r=0, z=l)| = |E_c| \left| 1 + \frac{i\Lambda_Q \Psi_h(r=0, z=l)}{1 - i\vartheta} \right|, \quad (27)$$

где

$$\Psi_h = \Psi_{Qh} - (kl)^2 (\Psi_{Ic} - \Psi_{Ih}),$$

$$\Psi_{Qh} = 2\Psi_{Qc} - \Psi_{Qh}^+ + \Psi_{Qh}^-.$$

Форм-факторы Ψ_{Qh}^+ и Ψ_{Qh}^- характеризуют влияние зарядов, сосредоточенных в окрестностях максимумов амплитуды (точки $\mathbf{r} = (0, 0, \pm l)$). Величина параметра модели Ψ_{Qh}^+ возрастает с уменьшением размеров головки. Например, для случаев модельных

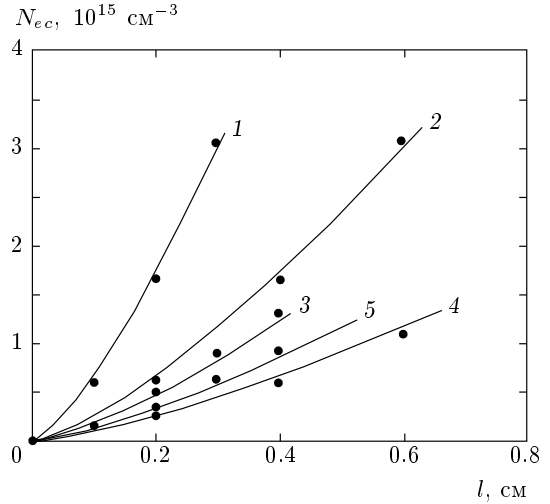


Рис. 1. Зависимости концентрации N_{ec} от полудлины стримера l в воздухе: давление $P_0 = 1$ атм; $\lambda = 9$ (1–4), 18 (5) см; $E_0 = 60$ (1, 2, 4, 5), 50 (3) кВ/см; $r_0 = 0.01$ (1), 0.02 (2, 3, 5), 0.04 (4) см. Точки — результаты двумерных численных расчетов [15]

головок в форме сферы и диска ($\rho^\pm(\mathbf{r}) = \text{const}$) имеем

$$\Psi_{Qh}^+ = - \left(\frac{l}{r_h} \right)^2 \times \begin{cases} 1, & \text{сфера,} \\ 2 \left(\frac{r_h}{\Delta_h} + 1 - \sqrt{\left(\frac{r_h}{\Delta_h} \right)^2 + 1} \right), & \text{диск.} \end{cases} \quad (28)$$

Отметим, что предполагаемая в представляемой работе неизменность величин Ψ_{Qh}^+ и l_{ch} означает сохранение формы стримера при его удлинении.

Форм-фактор Ψ_{Qh}^- так же, как и Ψ_{Qc} , зависит только от параметра l_Q :

$$\Psi_{Qh}^- \approx - \left(\frac{l}{l_Q + l} \right)^2 (1 - ik(l_Q + l)) \times \exp(ik(l_Q + l)). \quad (29)$$

При выполнении условий $|\Psi_{Qh}^+| > 1$, $l_Q \approx l$ максимальная амплитуда поля на фронте волны ионизации в области $z > 0$ практически не испытывает влияния заряда на другом фронте.

На рис. 1, 2 представлены результаты тестирования модели в пределе $k \rightarrow 0$ в воздухе атмосферного давления в условиях расчетов [15] при значениях параметров $l_Q/l = 0.8$, $\Psi_{Qh}^+ = -23$, $b = 1.38$, $\xi_P = 10^{-2}$, $\xi_D = 0$.

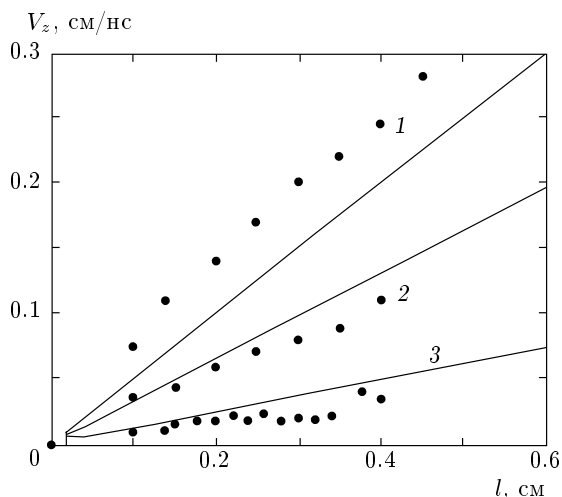


Рис. 2. Зависимости скорости волны ионизации V_z от полудлины стримера l в воздухе: давление $P_0 = 1$ атм; $\lambda = 9$ см; $E_0 = 60$ (1), 50 (2), 40 (3) кВ/см; $r_0 = 0.02$ см. Точки — результаты двумерных численных расчетов [15]

Наличие фоторазверток в плоскостях **kE** и **kV** (см., например, [3]), при помощи которых можно проследить динамику видимых размеров плазмоида позволяет подобрать значения параметров расчета ξ_P , ξ_D , Ψ_{Qh}^+ и зависимость $b(l)$ таким образом, чтобы воспроизвести результаты экспериментальных наблюдений.

Замыкает модель система плазмохимических реакций. Особенности развития СВЧ-стримера на качественном уровне проанализированы с использованием модельного газа, процессами рождения и гибели электронов в котором являются прямая ионизация с частотой $\nu_i(|E|) \propto |E|^\gamma$ и рекомбинация.

Кинетический блок модели в воздухе включает систему процессов, описывающих изменение концентраций основных нейтральных и заряженных компонент азотно-кислородной смеси и колебательное возбуждение газа. Учитывается девять сортов положительных и отрицательных ионов: O_2^+ , O_4^+ , N_2^+ , N_4^+ , NO^+ , O^- , O_2^- , O_3^- , O_4^- . За основу взята система ионно-молекулярных реакций [21]. Кроме того, в модель включено более 100 реакций с участием следующих нейтральных частиц: $N_2(X^1\Sigma_g^+)$, $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(B^3\Pi_g)$, $N_2(C^3\Pi_u)$, $N_2(a'^1\Sigma_u^-)$, $N(^4S)$, $N(^2D)$, $N(^2P)$, NO , $O_2(X^3\Sigma_g)$, $O_2(a^1\Delta_g)$, $O(^3P)$, $O(^1D)$, $O(^1S)$ [21, 22]. Предполагается, что в рассматриваемых условиях возбуждение частиц в разряде осуществляется преимущественно электронным ударом из основного электронного состояния.

Забегаая вперед, отметим, что особенности динамики стримера, как показали расчеты, практически не зависят от выбора кинетической модели, изменяются лишь количественные характеристики плазменного образования.

Представленная в данной работе электродинамическая модель микроволнового стримера справедлива до тех пор, пока не начнет сказываться разрежение газа, приводящее к развитию ионизационно-перегревной неустойчивости. Вопрос о влиянии газодинамических процессов на электродинамические свойства интегральных характеристик плазмоида (амплитуду электрического поля в канале, амплитуду рассеянного электрического поля, выделяемую мощность и т. д.) остается за рамками данной работы.

Везде в дальнейшем будем использовать следующие безразмерные величины: $t_* = t\nu_{i0}(E_{0c})$, $l_* = 2l/\lambda$, $r_{ch*} = r_{ch}/\lambda$, $K_c = |E_c/E_{0c}|$, $K_h = |E_h/E_{0c}|$.

4. ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ХАРАКТЕРИСТИК СВЧ-СТРИМЕРА НА РАЗЛИЧНЫХ ЭТАПАХ ЕГО ЭВОЛЮЦИИ

Начальный этап зарождения плазменного облака. Возможны различные сценарии протекания этого этапа во внешнем электрическом поле. Отметим два из них.

1. В отсутствие плазменного фона при достаточном редком расположении затравочных очагов ионизации, размеры которых малы по сравнению с характерными пространственными масштабами неоднородности поля, радиус сферически-симметричного плазменного облака растет вследствие диффузии. Такое протекание периода зарождения плазмоида экспериментально наблюдалось в условиях, описанных в работах [3, 8], и при теоретическом исследовании было использовано авторами работ [13–16].

2. Распределение электронной концентрации в окрестности расположенного в точке $\mathbf{r} = \mathbf{r}_c$ максимума амплитуды электрического поля, когда влиянием диффузии можно пренебречь, имеет следующий вид:

$$N_e(\mathbf{r}, t) \approx N_e(\mathbf{r}, t = 0) \times \exp\left(-\sum_{j=1}^3 \frac{(x_j - x_{cj})^2}{r_j^2(t)} + t_*\right), \quad (30)$$

где

$$r_j = r_{Ej} \left(\sqrt{t_* \frac{d \ln \nu_i^{eff}}{d \ln E|_{c_0}}} \right)^{-1},$$

$$r_{Ej} = \sqrt{2E_{0c} \left| \frac{\partial^2 E_0}{\partial x_j^2} \right|_c^{-1}}$$

Из выражения (30) следует, что а) в окрестности точки \mathbf{r}_c линии уровня $N_e(\mathbf{r}, t)/N_{ec}(\mathbf{r}_c, t) = C_N = \text{const}$ имеют форму эллипсов с полуосями $r_j(t) \sqrt{\ln C_N^{-1}}$; б) характерные размеры $r_j(t)$ уменьшаются со временем; в) эффективный радиус плазмоида равен $r_{ch} = \sqrt{r_x r_y}$. Этот сценарий реализуется при скачкообразном режиме распространения плазменных структур [9, 12].

Развитие плазменного облака во внешнем поле продолжается до тех пор, пока пренебрежимо мало влияние пространственного заряда.

Будем различать три этапа развития СВЧ-стримера. В электростатическом пределе волновые эффекты не проявляются вследствие малости длины стримера, $kl \ll 1$. Переходный этап характеризуется заметным возрастанием роли протекающего по плазменному каналу тока, компенсирующего поле зарядов. Следствием такого рода конкуренции членов, пропорциональных параметрам Λ_I и Λ_Q , в выражении (15) является кратковременное увеличение амплитуды поля (резонанс). На электродинамическом этапе влияние зарядов заметно ослабевает, удлинение прекращается, и стример превращается в плазменную антенну.

Рассмотрим на качественном уровне особенности развития СВЧ-стримера на различных этапах его эволюции. Для этого преобразуем, опираясь на соотношения (24)–(26), формулы (15) и (27) к следующему удобному для анализа виду:

$$K_c = \sqrt{\frac{1 + \vartheta^2}{(1 + A_c \Lambda_I)^2 + (B_c \Lambda_I - \vartheta)^2}},$$

$$K_h = K_c \left| 1 + \frac{i \Lambda_Q \Psi_h}{1 - i \vartheta} \right|, \quad (31)$$

где

$$A_c = 4 \sum_{m=0} \frac{(-1)^m (kl_{ch})^{2m+1}}{(2m+1)(2m+3)(2m+1)!},$$

$$B_c = 2 \left(\frac{1}{(kl_{ch})^2} - \ln \frac{2l_{ch}}{r_{ch}} \right) - \sum_{m=1} \frac{(-1)^m (kl_{ch})^{2m}}{m(m+1)(2m)!}, \quad l_Q = l_{ch}.$$

В выражениях для коэффициентов A_c и B_c отброшены члены порядка $(r_{ch}/l_{ch})^2$.

Формула для оценки выделяемой в плазмоиде полной мощности имеет вид

$$W_J \approx \frac{W_0}{\pi} \frac{2kl_{ch} \Lambda_I}{(1 + \Lambda_I A_c)^2 + (\Lambda_I B_c - \vartheta)^2}, \quad (32)$$

где $W_0 = \lambda^2 S_0$, $S_0 = cE_{0c}^2/8\pi$. С увеличением параметра Λ_I при фиксированных размерах l_{ch} и r_{ch} амплитуда поля в канале уменьшается, поэтому функция $W_J(\Lambda_I)$ имеет максимум

$$W_{Jm}(l_{ch}, r_{ch}) = \frac{W_0}{\pi} \times \frac{kl_{ch}}{A_c - \vartheta B_c + \sqrt{(1 + \vartheta^2)(A_c^2 + B_c^2)}}, \quad (33)$$

и максимальное ее значение реализуется, когда

$$\Lambda_I = \Lambda_{Im}(l_{ch}, r_{ch}) = \sqrt{\frac{1 + \vartheta^2}{A_c^2 + B_c^2}}.$$

Относительные отклонения $\delta_X = X_n/X_n(\Lambda_{Im}) - 1$ интегральных характеристик $X_{1,2} = W_*/(W_* = W_J/W_0)$, K_c от их значений W_{*m} ($W_{*m} = W_{Jm}/W_0$) и

$$K_c(\Lambda_{Im}) = \frac{1}{\sqrt{2 \left(1 + \frac{1 - \vartheta(B_c/A_c)}{\sqrt{(1 + \vartheta^2)(1 + (B_c/A_c)^2)}} \right)}} \quad (34)$$

связаны с относительным отклонением $\delta_\Lambda = \Lambda_I/\Lambda_{Im} - 1$ электродинамического параметра Λ_I следующими простыми соотношениями:

$$\delta_W \approx -K_c^2(\Lambda_{Im})\delta_\Lambda^2, \quad \delta_K \approx -\frac{\delta_\Lambda}{2}. \quad (35)$$

Если $\delta_\Lambda \ll 1$, то при оценке выделяемой в плазмоиде полной мощности и амплитуды поля в канале можно использовать выражения для функций $X_{1,2}(\Lambda_{Im}(l_{ch}, r_{ch}))$.

Доля энергии волнового пучка, переданная плазмоиду, равна

$$\eta = \frac{\int_0^t dt W}{S_0 \pi r_f^2 t} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\lambda}{r_f} \right)^2 \frac{1}{t} \int_0^t dt W_*(t), \quad (36)$$

где r_f — эффективный радиус волнового пучка в фокусе.

Электростатический этап ($k \rightarrow 0$, $\Psi_h \rightarrow \Psi_{Qh}(k=0)$, $B_c \Lambda_Q \rightarrow 2\Lambda_Q/l_{ch}$). По мере нарастания объемного заряда амплитуда поля в центре плазмоида уменьшается, а в полярных областях,

наоборот, возрастает. Плазменное облако начинает деформироваться: продольный профиль концентрации на оси становится более пологим в центральной области и более крутым вблизи полюсов. Объемный заряд концентрируется на фронтах формирующихся симметрично относительно плоскости $z = 0$ волн ионизации.

В модельном газе ($\nu_i(|E|) \propto |E|^\gamma$) в случае ξ_D , $\vartheta = 0$, $b = \text{const}$ (это приближение соответствует условиям численных расчетов [15]) на рассматриваемом этапе поведение функции $\Lambda_Q(l)$ описывается уравнением

$$\frac{d\Lambda_Q}{dl} = \frac{\Lambda_Q}{l} \left(\frac{1}{\xi_P} \frac{1}{|1 + i\Lambda_Q \Psi_{Qh}|^\gamma} - b \right). \quad (37)$$

Приближенное решение этого уравнения имеет вид

$$\Lambda_Q \approx \hat{\Lambda}_Q \left(1 - \left(1 - (\kappa^2 - 1)^{-\gamma/2} \right) \left(\frac{l_0}{l} \right)^{b\gamma} \right)^{1/\gamma}, \quad (38)$$

$l > l_0$,

где $\hat{\Lambda}_Q = \sqrt{\kappa^2 - 1} / \Psi_{Qh}$ — асимптотическое значение электростатического параметра Λ_Q , $\kappa = (\xi_P b)^{-1/\gamma}$, а дистанция l_0 оценивается из условия $\Lambda_Q(l_0) |\Psi_{Qh}(l_0)| = 1$.

Вместе с параметром Λ_Q к своим асимптотическим значениям

$$\begin{aligned} \hat{K}_c &= (1 + \mu^2(\kappa^2 - 1))^{-1/2} < 1, \\ \hat{K}_h &= \hat{K}_c \kappa < \kappa, \quad \hat{V}_*/l_* = K_c^\gamma/b < b^{-1} \end{aligned} \quad (39)$$

приближаются и функции $K_c(l)$, $K_h(l)$, $V_*(l_*)/l_*$. Здесь $\mu = 2/\Psi_{Qh} l_{ch}^2$. Из приведенных выражений следует, что в интересующем нас случае, когда $\gamma \gg 1$, $\mu \ll 1$, функция \hat{V}_*/l_* слабо зависит от параметров модели ξ_P и Ψ_{Qh}^+ . Так, например, $\hat{V}_z(\xi_P = 10^{-1})/\hat{V}_z(\xi_P = 10^{-3}) \approx 4.2$, если $b = 1$, $\gamma = 5$, $\mu = 0.2$. Столь несоразмерно слабый отклик скорости указывает на появление самосогласованной реакции рассматриваемой плазменно-полевой системы на выбор величины ξ_P через цепочку причинных связей

$$\xi_P \uparrow \downarrow \rightarrow \kappa \downarrow \uparrow \rightarrow \hat{\Lambda}_Q \downarrow \uparrow \rightarrow \hat{K}_h \downarrow \uparrow. \quad (40)$$

Рассмотрим теперь реакцию самосогласованной плазменно-полевой системы на возмущение одного из параметров модели, например, форм-фактора $\Psi_{Qh}(l)$. В случае мгновенного изменения параметра модели Ψ_{Qh} ,

$$\Psi_{Qh} = \begin{cases} \Psi_{Qh0}, & l < l_1, \\ \Psi_{Qh1}, & l > l_1, \end{cases}$$

эволюция функции $\Lambda_Q(l \leq l_1)$ к новому асимптотическому значению $\hat{\Lambda}_{Q1}(\Psi_{Qh1})$ описывается формулой (38) после замены в ней $\hat{\Lambda}_Q \rightarrow \hat{\Lambda}_{Q1}$. Возрастание (уменьшение) форм-фактора $\Psi_{Qh}(l)$ сразу отражается на максимальной амплитуде ($K_h \approx K_c \Lambda_Q \Psi_{Qh}$) и на скорости распространения волны ионизации ($V_z \propto K_h^\gamma$), а ускорение (замедление) волны ионизации, в свою очередь, уменьшает (увеличивает) значение Λ_Q ($\Lambda_Q \propto l^{-b}$). В результате скорость изменения произведения $\Lambda_Q \Psi_{Qh}$ уменьшается.

Цепочки причинных связей

$$\begin{aligned} \Psi_{Qh} \uparrow \downarrow &\rightarrow K_h \uparrow \downarrow \rightarrow V_z \uparrow \downarrow \rightarrow l \uparrow \downarrow \rightarrow \\ &\rightarrow \Lambda_Q \downarrow \uparrow \rightarrow K_h \downarrow \uparrow, \\ \xi_P \uparrow \downarrow &\rightarrow V_z \uparrow \downarrow \rightarrow l \uparrow \downarrow \rightarrow \Lambda_Q \downarrow \uparrow \rightarrow K_h \downarrow \uparrow, \\ \nu_{ih}(|E_h|) &\downarrow \uparrow \rightarrow V_z \downarrow \uparrow, \\ l_{ch*} \uparrow \downarrow &\rightarrow K_c \uparrow \downarrow \rightarrow \frac{dN_{ec}}{dt} \uparrow \downarrow \rightarrow \Lambda_Q \uparrow \downarrow \rightarrow K_c \uparrow \downarrow \end{aligned} \quad (41)$$

демонстрируют действие стабилизирующего механизма при возмущении одного из параметров модели.

Основным звеном цепочек является электростатический параметр Λ_Q . Именно эта комбинация $\Lambda_Q \propto \sigma_c l^{-b}$ проводимости и размеров чутко реагирует на любое возмущение. В результате посредством изменения амплитуды $K_c(\Lambda_Q)$, $K_h(\Lambda_Q)$ формируется самосогласованный отклик плазменно-полевой системы, стремящийся погасить возмущение. Таким образом, предложенный упрощенный интегральный подход позволил выявить механизм, корректирующий динамику основных характеристик стримера.

На электростатическом этапе максимальная мощность джоулевых потерь

$$W_{Jm} = \frac{W_0}{2\pi} \frac{(kl_{ch})^3}{\sqrt{\vartheta^2 + 1} - \vartheta} \quad (42)$$

растет пропорционально величине l_{ch}^3 .

Переходный этап. По мере дальнейшего увеличения концентрации электронов и размеров плазменного образования на динамику его характеристик все более заметно влияет вихревое электрическое поле, создаваемое протекающим вдоль плазменного канала током. Начинается переходный этап эволюции микроволнового стримера, на котором его основные характеристики изменяются наиболее быстро.

В центре электрические поля, создаваемые зарядами и током, взаимно компенсируют друг друга. Электростатическая составляющая преобладает, пока выполняется условие $B_c(l) > 0$. С удлинением стримера в области значений $B_c(l) < 0$ ситуация изменяется в пользу вихревого поля. Максимальное

значение амплитуды поля $K_c(l)$ достигается, когда длина плазменного образования приближается к величине

$$2l_{res} \approx \frac{\lambda}{\pi l_{ch*} \sqrt{\ln(2l_{ch}/r_{ch}) + \vartheta/\Lambda_I}} < \frac{\lambda}{2}. \quad (43)$$

Электродинамическая составляющая уменьшает также и максимальную амплитуду поля $K_h(\Lambda_Q)$ и, следовательно, является основной причиной торможения стримера.

Переходный этап завершается, когда влияние электростатической составляющей ослабевает настолько, что поле заряда головок уже не может обеспечить дальнейшего заметного увеличения длины стримера.

Электродинамический этап. Если основными процессами рождения и гибели электронов на электродинамическом этапе являются ионизация электронным ударом и электрон-ионная рекомбинация, то при условии $l \approx \text{const}$ устанавливается состояние квазиравновесия:

$$\nu_{ic}(|E_c|) \approx \beta_{rec} N_{ec}, \quad (44)$$

где β_{rec} — коэффициент рекомбинации. Приближенное решение уравнения (44) для модельного газа позволяет написать следующее выражение для относительного отклонения δ_Λ электродинамического параметра Λ_I :

$$\delta_\Lambda \approx -2 \ln \left(\frac{1}{K_c(\Lambda_{Im})} \right) \frac{\gamma - \gamma_0}{\gamma + 2}, \quad (45)$$

где

$$\gamma_0 = \frac{\ln(\beta_* \Lambda_{Im} (2/\pi r_{ch*})^2)}{\ln K_c(\Lambda_{Im})}, \quad \beta_* = \beta_{rec} \frac{N_{cr} \nu}{\omega \nu_{i0}},$$

$$N_{cr} = \frac{m \omega^2}{4\pi e^2}.$$

Исследование решения уравнения (45) показало, что в достаточно широком диапазоне значений параметров $\gamma = 3-7$, $\beta_* = 5 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-2}$, $\chi = 3-7$ ($\chi = \hat{l}/r_{ch}(\hat{l})$, \hat{l} и $r_{ch}(\hat{l})$ — итоговые размеры плазмоида после прекращения вытягивания) величины W_* и W_{*m} близки друг другу, $|\delta_W| < 0.3$ (см. (35)).

Рисунок 3, на котором представлена динамика основных интегральных характеристик стримера в модельном газе, иллюстрирует результаты проведенного выше исследования. В расчете использованы типичные итоговые размеры плазмоида $\hat{l}_* = 0.5$ и $\chi = 6$. Коэффициент b в формуле (19) определялся с помощью выражения

$$b = 2 \frac{\ln \chi}{\ln(\hat{l}/r_0)}, \quad (46)$$

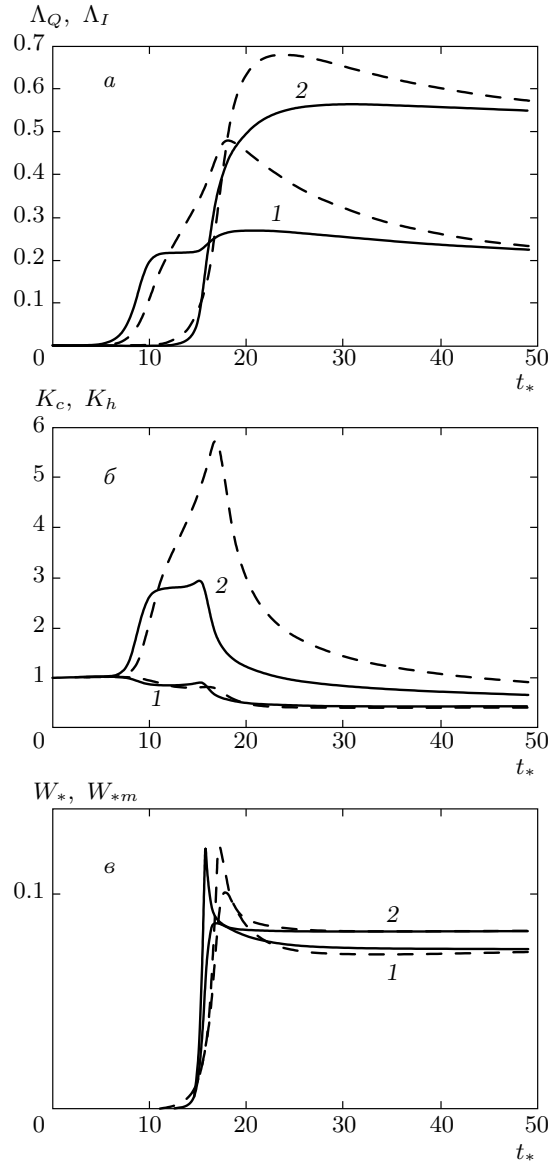


Рис. 3. Динамика функций Λ_Q (1), Λ_I (2) (а); K_c (1), K_h (2) (б); W_* (1), W_{*m} (2) (в) в модельном газе: $\gamma = 4$, $\beta_* = 10^{-3}$, $\xi_P = 10^{-2}$, $D_* = 0$ (сплошные линии) и $\xi_P = 0$, $D_* = 2.5 \cdot 10^{-7}$ (штриховые линии)

а параметр модели Ψ_{Qh}^+ подобран так, чтобы обеспечить возможность вытягивания на длину $2\hat{l}$ в двух режимах распространения: $\xi_P = 10^{-2}$, $D_* = 0$ и $\xi_P = 0$, $D_* = 2.5 \cdot 10^{-7}$ ($D_* = D_a/\nu_{i0}\lambda^2$). Неизменная в продолжение всего расчета относительная длина плазменного канала l_{ch*} равна 0.8.

Уменьшение амплитуды $K_c(t_*)$, связанное с нарастанием объемного заряда, приводит к замедлению процессов образования электронов и, следова-

тельно, к уменьшению производной $\dot{K}_c(t_*)$. В условиях удлинения стримера, $\xi_P = 0$, режим распространения $\Lambda_Q \approx \text{const}$ (см. (38)) не устанавливается. По завершении электростатического этапа $2l/\lambda < 0.1$ амплитуда поля в центре стримера начинает увеличиваться. В результате нарастают темп образования электронов, максимальная амплитуда $K_h(t_*)$ и скорость волн ионизации. Практически скачком поднимается уровень выделяемой мощности. Максимальные значения функций $K_c(t_*)$, $K_h(t_*)$ и $W_*(t_*)$ реализуются при длине $2l_{res} \approx 0.2\lambda$. На завершающем отрезке пути торможению волн ионизации уже в значительной мере способствует уменьшение форм-фактора $|\Psi_h(l)|$ вследствие возрастания роли вихревого электрического поля. Рост функции $\Lambda_I(t_*)$ продолжается, пока рождение электронов в процессе ионизации преобладает над рекомбинацией. После заметного замедления волны ионизации, обусловленного уменьшением функции $K_h(t_*)$, начинается заключительный электродинамический этап эволюции плазмоида, на котором устанавливаются квазистационарные уровни амплитуды поля $K_c(t_*)$ и выделяемой мощности.

Отличительной особенностью эволюции СВЧ-стримера в воздухе является квазиравновесное состояние плазмоида, в котором значительную роль играет ассоциативная ионизация с участием метастабильных электронно-возбужденных молекул $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(a^1\Sigma_u^-)$. Квазистационарные значения параметра Λ_I , амплитуды электрического поля в центре и выделяемой мощности не зависят ни от параметров ξ_P , ξ_D , ни от закона изменения показателя степени $b(l)$ (см. (19)). Следовательно, самосогласованная плазменно-полевая система через некоторое время после начала электродинамического этапа «забывает» свою предысторию.

Исследование, проведенное в воздухе в широком диапазоне значений параметров разряда

$$P_0 = 50\text{--}750 \text{ Торр}, \quad \lambda = 2\text{--}10 \text{ см},$$

$$\frac{E_{0c}}{E_{br}} = 1.1\text{--}1.4, \quad \frac{2\hat{l}}{\lambda} = 0.4\text{--}0.5, \quad \chi = 3\text{--}10,$$

где E_{br} — пробойное значение амплитуды поля, показало, что квазистационарные уровни рассматриваемых интегральных характеристик плазменного образования близки к величинам Λ_{Im} , W_{*m} , $K_c(\Lambda_{Im})$:

$$|\delta_\Lambda| < 0.6, \quad |\delta_W| < 8 \cdot 10^{-2}, \quad |\delta_K| < 0.22. \quad (47)$$

Это означает, что формулы (33), (34) дают возможность надежно оценивать выделяемую мощность,

амплитуду электрического поля в канале, а также степень ионизации

$$\frac{N_{ec}}{N_g} \approx 10^{-6} \frac{\lambda \text{ [см]} \Lambda_{Im}}{(r_{ch} \text{ [см]})^2}, \quad (48)$$

на основании только лишь данных о размерах \hat{l} и $r_{ch}(\hat{l})$.

Выделяемая мощность нарастает очень быстро: в воздухе характерное безразмерное время, как показали расчеты, равно $\Delta t_{*W} \approx 1$. Поэтому зависимость $W_*(t_*)$ можно аппроксимировать функцией

$$W_*(t_*) \approx \begin{cases} 0, & t_* < t_{*st}, \\ W_{*m}, & t_* > t_{*st}, \end{cases}$$

где t_{st} — время выхода на квазистационарный режим. Если из экспериментальных данных известно время t_{st} , то формула

$$\eta \approx \frac{1}{\pi} \left(\frac{\lambda}{a_f} \right)^2 \left(1 - \frac{t_{st}}{t} \right) W_{*m} \quad (49)$$

позволяет оценить эффективность поглощения энергии волнового пучка плазменным каналом на этапе $t > t_{st}$. Нетрудно убедиться в том, что в условиях, когда $2l_{ch} \leq 0.5\lambda$, выделяемая мощность и эффективность поглощения энергии ограничены сверху величинами

$$\hat{W}_* = \frac{3}{8\pi}, \quad \hat{\eta} = \frac{3}{8} \left(\frac{\lambda}{\pi r_f} \right)^2. \quad (50)$$

При уменьшении амплитуды внешнего поля длительность начального этапа зарождения плазменного облака и соответственно время t_{st} растут, следовательно эффективность поглощения энергии ($\eta(E_{0c}, t = \text{const}) \propto (1 - t_{st}(E_{0c})/t)$) уменьшается.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

1. Предложенный упрощенный интегральный подход позволил выявить механизм, корректирующий динамику основных характеристик стримера.

2. Вихревое электрическое поле, создаваемое протекающим вдоль плазменного канала током как в центральной области, так и на фронтах волн ионизации, стремится компенсировать поле зарядов. Волны ионизации замедляются вследствие нарастающего влияния вихревого электрического поля.

3. Практически весь энерговклад осуществляется после прекращения удлинения стримера. На этом этапе эволюции плазменного образования устанавливается состояние, характеризующееся слабым изменением амплитуды электрического поля в канале и выделяемой мощности. Квазистационарные значения интегральных характеристик практически не зависят от промежуточных состояний стримера.

4. В воздухе в широком диапазоне параметров разряда при фиксированных размерах плазмоида величина выделяемой мощности близка к максимальной, зависящей только от этих размеров.

5. Доля энергии волнового пучка, переданная плазмоиду, не превышает нескольких процентов.

Работа выполнена в рамках Программы Президиума РАН П-11.

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. А. Л. Вихарев, О. А. Иванов, А. П. Степанов, в сб. *Высокочастотный разряд в волновых полях*, под ред. А. Г. Литвака, ИПФ АН СССР, Горький (1988), с. 212.
4. С. И. Грицинин, А. А. Дорофеев, И. А. Косый и др., ТВТ **25**, 1068 (1987).
5. В. В. Злобин, А. А. Кузовников, В. М. Шибков, Вестник МГУ **29**, 89 (1988).
6. А. Л. Вихарев, А. М. Горбачев, А. В. Ким и др., Физика плазмы **18**, 1064 (1992).
7. Л. П. Грачев, И. И. Есаков, Г. И. Мишин и др., ЖТФ **59**, 149 (1989).
8. Л. П. Грачев, И. И. Есаков, Г. И. Мишин и др., ЖТФ **64**, 26 (1994).
9. 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.
10. Л. П. Грачев, И. И. Есаков, К. В. Ходатаев, ЖТФ **70**, 31 (2000).
11. Л. П. Грачев, И. И. Есаков, К. В. Ходатаев, ЖТФ **73**, 35 (2003).
12. Y. Hidaka, E. M. Choi, I. Mastovsky et al., IEEE Trans. Plasma Sci. **36**, 936 (2008).
13. В. Б. Гильденбург, И. С. Гущин, С. А. Двинин и др., ЖЭТФ **97**, 1151 (1990).
14. П. В. Веденин, Н. Е. Розанов, ЖЭТФ **105**, 868 (1994).
15. Г. В. Найдис, ЖЭТФ **109**, 1288 (1996).
16. А. Н. Колмогоров, И. Г. Петровский, Н. С. Пискунов, в кн. *Вопросы кибернетики*, Москва (1975), с. 3.
17. П. В. Веденин, Н. А. Попов, ЖЭТФ **108**, 531 (1995).
18. П. В. Веденин, Н. А. Попов, ЖЭТФ **123**, 49 (2003).
19. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
20. П. В. Веденин, Физика плазмы **25**, 384 (1999).
21. I. A. Kossyi, A. Y. Kostinsky, A. A. Matveev et al., Plasma Sources Sci. Technol. **1**, 201 (1992).
22. J. T. Herron, J. Phys. Chem. Ref. Data **28**, 1453 (1999).