

04

Динамика поглощения мощности в СВЧ-стримере

© В.А. Битюрин, П.В. Веденин

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва
E-mail: bityurin@ihed.ras.ru

Поступило в Редакцию 18 декабря 2008 г.

Представлены простые аналитические соотношения, позволяющие оценивать поглощаемую плазменным каналом энергию. Исследована динамика энергетических характеристик СВЧ-стримера в воздухе. Показано, что после прекращения вытягивания стримера в воздухе устанавливается состояние, характеризующееся слабым изменением поглощаемой мощности W_{st} . Величина W_{st} близка к максимальному значению, зависящему от форм-факторов плазменного образования (плазмоида). При этом доля энергии волнового пучка, переданная плазмойду, не превышает нескольких процентов.

PACS: 52.80.Pi

Одной из разновидностей СВЧ-разряда в газах высокого давления ($\nu \gg \omega$, где ν — транспортная частота столкновений электронов, а ω — круговая частота поля) является форма его существования в виде тонких плазменных каналов, ориентированных параллельно внешнему электрическому полю. Динамика удлинения плазменного образования вдоль поля (СВЧ-стример) как экспериментально [1,2], так и теоретически [3–5] изучена достаточно подробно; рассмотрен также и скачкообразный режим распространения разряда навстречу источнику излучения [6]. Однако совершенно обойден вниманием вопрос об

энерговкладе в разряд. В данном сообщении приведены результаты исследования эволюции поглощаемой в СВЧ-стримере мощности.

Стример симметрично в двух взаимно противоположных направлениях удлиняется вдоль внешнего электрического поля $(0, 0, E_0)$. Объемные заряды (разделение зарядов связано с высокочастотными колебаниями электронов относительно неподвижного на периоде $T = 2\pi/\omega$ ионного фона) локализованы преимущественно на фронтах волн ионизации. Важно отметить, что внутри соединяющего заряженные головки плазменного канала электрическое поле квазиоднородно [3,4].

В работе [5] для исследования динамики параметров стримера была предложена простейшая модель: разноименно заряженные головки с центрами зарядов в точках $(0, 0, \pm l_Q)$ и характерными поперечными размерами r_h соединены однородно заполненным плазмой цилиндром с длиной $2l_{ch}$ и радиусом r . Максимальный линейный размер головки значительно меньше масштабов l_Q и l_{ch} .

Система уравнений для определения амплитуды электрического поля в канале $E_{ch}(t)$, длины стримера $2l(t)$ (расстояние между точками, в которых амплитуда электрического поля $|E_h| = |E_z(0, 0, \pm l)|$ максимальна) и радиуса $r(t)$ имеет вид:

$$E_{ch} \cong \frac{E_0}{1 + \Lambda(A + iB)/(1 - i\vartheta)},$$

$$\frac{dl}{dt} \cong p_V v_{ih}^{eff} (|E_h|) l, \quad r = r_0 (l/r_0)^\mu, \quad (1)$$

$$|E_h| \cong \left| E_0 + \frac{i\Lambda E_{ch}}{1 - i\vartheta} \left(\frac{p_Q}{(kr_h)^2} - \frac{1 - 2is}{4s^2} \exp(2is) - \frac{2i}{\kappa^2} \int_{-u}^u d\eta \left(\exp(\sqrt{\kappa^2 + (\eta - \beta)^2}) - \exp|\eta - \beta| \right) \right) \right|,$$

где

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\text{Im} \\ \text{Re} \end{pmatrix} \left\{ \frac{2(1 - is)}{s^2} \exp(is) + i \left(\frac{2}{\kappa} \right)^2 \int_0^u dx \left(\exp(i\sqrt{\kappa^2 + x^2}) - \exp(ix) \right) \right\},$$

$s = kl_Q$, $u = kl_{ch}$, $\kappa = kr$, $\Lambda = \sigma_* \kappa^2 / 4$, $k = \omega / c$, c — скорость света, $\sigma_* = \sigma / \varepsilon_0 \omega$, $\sigma = e^2 N_e / m \nu$ — средняя на периоде T проводимость плазмы, $\vartheta = \omega / \nu < 1$, $\nu_i^{eff} = \nu_i - \nu_a$, ν_i , ν_a — частоты прямой ионизации и прилипания, r_0 — начальный радиус плазменного облака, $\beta = kl$, p_Q — фактор, характеризующий форму головки стримера. Параметр μ выражается через предельные размеры l_{max} и r_{max} , а величина форма-фактора $p_Q (l/r_h)^2 = \text{const}$ устанавливается такой, чтобы обеспечить вытягивание на длину $2l_{max}$. Как показал анализ приведенных в работах [1,2,7–10] фотографий плазмоидов, максимальная длина светящейся области лежит в диапазоне значений $2l_{max} = (0.3 \div 0.4)\lambda$. В продолжение всего расчета варьируемые параметры модели p_V , l_Q/l , l_{ch}/l остаются неизменными.

При выводе выражения для амплитуды поля E_{ch} использовалось предположение о малости ее изменения внутри тонкого плазменного канала $\alpha \ll 1$, справедливое при выполнении условия $\Lambda < 1$ (для воздуха и азота $\Lambda \cong 10^6 \alpha r^2 / \lambda$, где α — степень ионизации газа, λ и r в см) [6]. В этом случае радиус канала меньше толщины скин-слоя.

Электродинамическая модель (1) замыкается системой уравнений плазмохимической кинетики, из которой определяется концентрация электронов $N_e(|E_{ch}(t)|)$. В данном сообщении представлены результаты исследования в воздухе на основе использовавшейся в [6] кинетической модели.

Отметим, что в рамках такой простейшей конфигурации микроволнового стримера удалось [5] воспроизвести практически все наблюдавшиеся в 2D в расчетах [4] закономерности поведения характеристик стримера в воздухе на электростатическом этапе ($k \rightarrow 0$).

Усредненная за период T поглощаемая в канале мощность описывается следующей формулой:

$$W = \frac{W_0}{\pi} \frac{2\Lambda u}{(1 + A\Lambda)^2 + (B\Lambda - \vartheta)^2}, \quad (3)$$

где $W_0 = \lambda^2 c \varepsilon_0 |E_0|^2 / 2$. С увеличением параметра Λ амплитуда поля $|E_{ch}|$ в канале падает, поэтому функция $W(\Lambda)$ имеет максимум

$$W_m = \frac{W_0}{\pi} \frac{u}{A - \vartheta B + \sqrt{(1 + \vartheta^2)(A^2 + B^2)}} \quad (4)$$

при значении $\Lambda_m = \sqrt{(1 + \vartheta^2)/(A^2 + B^2)}$.

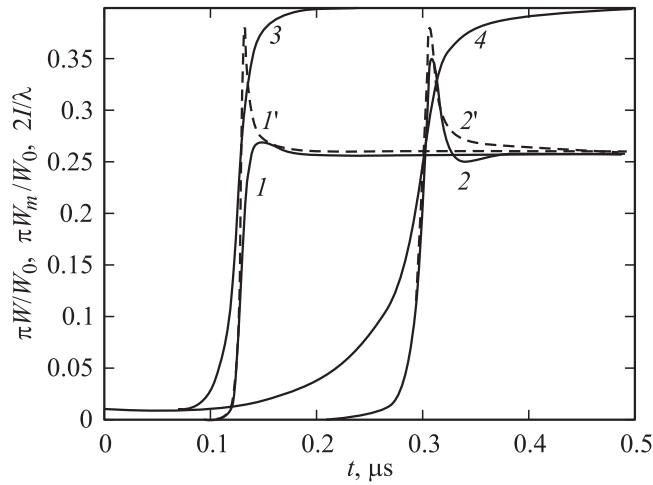


Рис. 1. Зависимости функций $\pi W/W_0$ (1, 2), $\pi W_m/W_0$ (1', 2', ---) и длины стримера $2l/\lambda$ (3, 4) от времени в воздухе для условий расчета: $P_0 = 2 \cdot 10^4$ Pa, $\lambda = 2$ cm, $E_0 = 8$ kV/cm, $2l_{\max}/\lambda = 0.4$, $l_{\max}/r_{\max} = 5$, $r_0 = 0.01$ cm, $N_{e0} = 10^{10}$ cm $^{-3}$, $l_{ch} = l_Q = 0.8l$, $p_V = 5 \cdot 10^{-3}$ (1, 1', 3), $p_V = 0.1$ (2, 2', 4).

Рис. 1 демонстрирует динамику функций $\pi W(t)/W_0$, $\pi W_m(t)/W_0$ и длины стримера в воздухе при различных значениях параметра p_V . Вытягивание плазменного облака вдоль внешнего электрического поля начинается при выполнении условия $\sigma_*(N_{el}(t_1)) > 1$ ($t_1 v_{i0}^{eff}(|E_0|) \cong \ln(N_{el}(t_1)/N_{e0}(t=0))$). Влияние плазмы на поглощаемую мощность проявляется лишь в конце электростатического этапа ($2l \geq 0.1\lambda$) вследствие заметного возрастания полного количества электронов, которое в модели пропорционально произведению Λu (см. (3)). После прекращения вытягивания стримера на временах $t > t_{st}$ устанавливается квазистационарное состояние, в котором $W_{st}(t) \cong \text{const}$. Основными процессами рождения и гибели электронов в этом состоянии являются ассоциативная ионизация с участием метастабильных электронно-возбужденных молекул $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(a^1\Sigma_u^-)$ и электронно-ионная рекомбинация. Величина W_{st} практически не зависит от скорости вытягивания стримера.

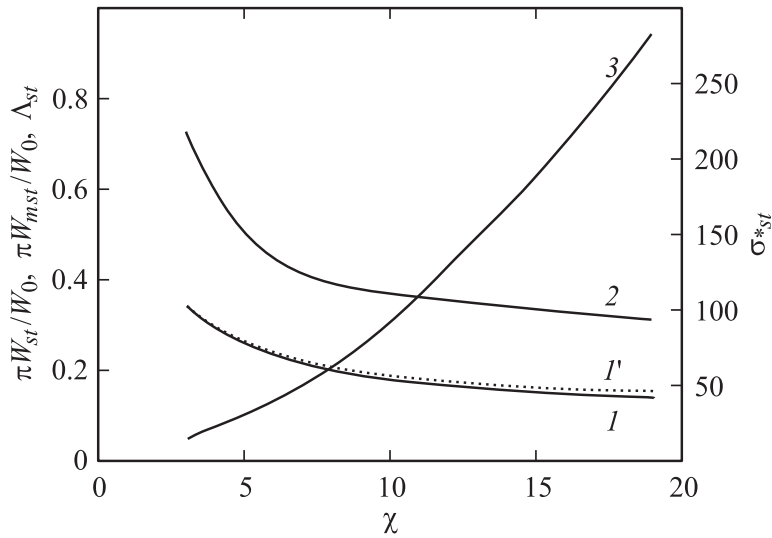


Рис. 2. Зависимости функций $\pi W_{st}/W_0$ (I), $\pi W_{mst}/W_0$ (I' , ---) и параметров Λ_{st} (2), σ_{*st} (3) от форм-фактора χ для условий расчета: $P_0 = 2 \cdot 10^4$ Па, $\lambda = 2$ см, $E_0 = 8$ кВ/см, $2l_{\max}/\lambda = 0.4$, $r_0 = 0.01$ см, $N_{e0} = 10^{10}$ см $^{-3}$, $l_{ch} = l_Q = 0.8l$.

Рис. 2 представляет характер зависимостей квазистационарных функций $\pi W_{st}/W_0$, $\pi W_{mst}/W_0$ и параметров σ_{*st} , Λ_{st} от форм-фактора $\chi = l_{\max}/r_{\max}$, диапазон изменения которого выбран на основании фотографий плазмоедов. Поведение функции $\Lambda_{st}(\chi)$ является следствием сильного влияния радиуса r_{\max} ($\Lambda_{st} = 0.25\sigma_{*st}r_{\max}^2 \propto \sigma_{*st}/\chi^2$). Величина параметра Λ_{st} ($\Lambda_{st} < 1$) указывает на обоснованность предположения о квазиоднородности электрического поля в плазменном канале. Величина поглощаемой мощности $W_{st}(\chi)$ близка к максимальному значению $W_m(\chi)$, логарифмически слабо зависящему от форм-фактора χ ($B(\ln \chi)$).

Как показало проведенное в области значений параметров разряда $P_0 = 10^2 - 10^4$ Па, $\lambda = 0.3 - 9$ см, $\chi = 3 - 20$, $E_0 < 1.5E_{br}$ (E_{br} — пробойное поле) исследование, в воздухе на квазистационарном этапе справедливо неравенство $\delta_W = |1 - W_{st}/W_m| < 0.2$. Отметим, что функция $\delta_W(E_0, P_0, L)$ возрастает при увеличении аргументов.

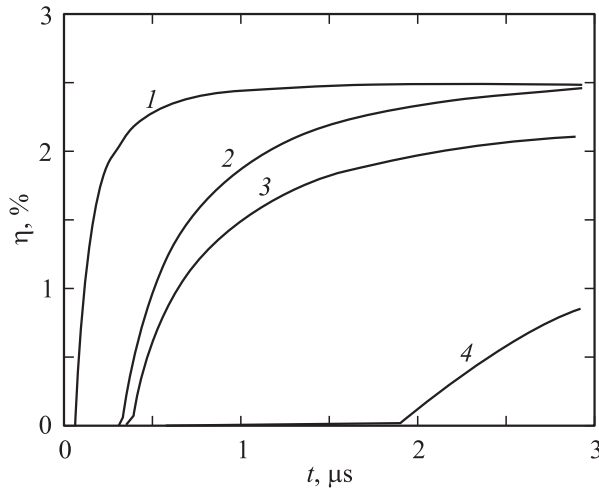


Рис. 3. Зависимости эффективности поглощения энергии η от времени для условий расчета: $\xi = 1$, $a_f = \lambda$, $P_0 = 5 \cdot 10^4$ (1, 2) и $P_0 = 10^4$ (3, 4) Pa, $E_0 = 1.2E_{br}$ (2, 4) и $E_0 = 1.5E_{br}$ (1, 3), $2l_{\max}/\lambda = 0.4$, $l_{\max}/r_{\max} = 5$, $r_0 = 0.01$ cm, $N_{e0} = 10 \text{ cm}^{-3}$, $l_{ch} = l_Q = 0.8l$.

Доля энергии волнового пучка, переданная плазмoиду (эффективность поглощения энергии), равна

$$\eta = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\xi \lambda}{a_f} \right)^2 \frac{1}{t} \int_0^t dt \frac{W(t)}{W_0}, \quad (6)$$

где πa_f^2 — площадь поперечного сечения волнового пучка в фокальной плоскости, $\xi = |E_0|/E_{0f}$, E_{0f} — амплитуда поля волнового пучка в фокусе. Поскольку на начальном этапе мощность практически не поглощается, эффективность η пропорциональна времени пребывания плазмoида в квазистационарном состоянии. Следовательно, сокращение относительной длительности начального этапа $t \leq t_1$ влечет за собой повышение эффективности. Рис. 3, на котором приведены зависимости функции $\eta(t)$ при различных значениях параметров P_0 и E_0 , отражает сказанное.

Проведенное в рамках предложенного в [5] упрощенного подхода исследование эволюции энергетических характеристик микроволнового стримера показало следующее.

1. Практически весь энерговклад осуществляется после прекращения вытягивания стримера. На этом этапе эволюции плазменного образования устанавливается состояние, характеризующееся слабым изменением поглощаемой мощности $W_{st}(t) \cong \text{const}$. В воздухе величина W_{st} близка к максимальному значению W_m .

2. Доля энергии волнового пучка, переданная плазмой, не превышает нескольких процентов.

Работа выполнена в рамках Программы президиума РАН П-09.

Список литературы

- [1] Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Ким А.В., Колыско А.Л. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. В. 8. С. 1064–1075.
- [2] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В. // ЖТФ. 1994. Т. 64. В. 2. С. 26–37.
- [3] Веденин П.В., Розанов Н.Е. // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. В. 4. С. 868–880.
- [4] Найдис Г.В. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. В. 4. С. 1288–1296.
- [5] Битюрин В.А., Веденин П.В. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 13. С. 74–80.
- [6] Веденин П.В., Попов Н.А. // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. В. 1. С. 49–63.
- [7] Вихарев А.Л., Иванов О.А., Степанов А.П. // Высокочастотный разряд в волновых полях / Под ред. А.Г. Литвака. ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 212.
- [8] Бровкин В.Г., Колесниченко Ю.Ф., Хмара Д.В. // Шаровая молния в лаборатории / Под ред. Р.Ф. Авраменко и др. М.: Химия, 1994. С. 119.
- [9] Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В. // ЖТФ. 2000. Т. 70. В. 11. С. 31–35.
- [10] Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В. // ЖТФ. 2003. Т. 73. С. 35–40.