

Краткие сообщения

01;04;09

Рассеяние электромагнитных волн СВЧ-стримером

© В.Г. Бровкин, В.А. Битюрин, П.В. Веденин

Объединенный институт высоких температур РАН,
125412 Москва, Россия
e-mail: pvedenin@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 9 марта 2011 г.)

Получены формулы для характеристик рассеяния электромагнитной волны на тонком по сравнению с длиной волны плазменном диполе. Рассмотрена динамика характеристик рассеяния при развитии микроволнового стримера в воздухе. Предложен подход, позволяющий интерпретировать поведение сигнала детектора и оценивать параметры стримера после прекращения удлинения.

Микроволновой стример представляет собой диполь, удлиняющийся симметрично в двух взаимно противоположных направлениях вдоль внешнего электрического поля $\text{Re}\{\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)\}$. Избыточные объемные разноименные заряды $\pm \text{Re}\{Q(t) \exp(-i\omega t)\}$, обеспечивающие заметное усиление амплитуды электрического поля на фронтах волн ионизации, расположены симметрично относительно плоскости, перпендикулярной оси стримера и проходящей через его центр. На периоде T ($T = 2\pi/\omega$) фурье-компоненты электрического и магнитного полей, плотности избыточности объемного заряда и тока, а также диэлектрическая проницаемость плазмы

$$\epsilon = 1 + \frac{i\sigma_*}{1 - i\vartheta}, \quad (1)$$

где $\sigma_* = \sigma/\epsilon_0\omega$, $\sigma = e^2 N_e/mv$ — транспортная частота столкновений электронов, $\vartheta = \omega/v < 1$, изменяются незначительно.

Будем различать четыре этапа эволюции плазменного образования (плазмоида) [1]. В самом начале плазменное облако развивается во внешнем электрическом поле в условиях, когда поляризация плазмы незначительна ($t < t_0$). На электростатическом этапе вытягивания СВЧ-стримера вследствие малости его длины $2l$ волновые эффекты еще не проявляются. Переходный этап характеризуется заметным возрастанием роли протекающего по плазменному каналу тока, вихревое электрическое поле которого компенсирует поле зарядов как в центральной области, так на фронтах волн ионизации. На электродинамическом этапе влияние зарядов ослабевает настолько, что удлинение практически прекращается, и стример превращается в плазменную антенну. Максимальная длина $2\hat{l}$ светящейся области плазмоида, как следует из фотографий, ограничена условием $2\hat{l} \leq 0.6\lambda$ (λ — длина волны). На электродинамическом этапе ($t > t_{st}$) устанавливается ионизационно-рекомбинационное квазиравновесие, поэтому амплитуда электрического поля в канале и

выделяемая мощность являются квазистационарными функциями.

В настоящей работе в рамках описанного в работе [1] интегрального подхода рассмотрена динамика характеристик рассеяния электромагнитной волны СВЧ-стримером на всех этапах его развития, а также предложен метод определения интегральных квазистационарных характеристик плазмоида на электродинамическом этапе с помощью рассеянного сигнала.

В основе электродинамической модели стримера [1] заложены следующие упрощающие предположения: а) заряд $\pm Q(t)$ сконцентрирован на фронте продольной волны ионизации в области, максимальный линейный размер которой значительно меньше полудлины стримера $l(t)$; б) ток протекает вдоль однородно заполненного плазмой проводимостью $\sigma_{ch}(t)$ цилиндрического канала с радиусом $r_{ch}(t)$ и длиной $2l_{ch}(t)$ ($l - l_{ch} \ll l$); в) стример развивается в условиях слабого скинирования

$$\Lambda = \frac{\sigma_{ch*} \kappa^2}{4} < 1, \quad (2)$$

где $\kappa = kr_{ch}$, $k = \omega/c$, c — скорость света, когда радиус r_{ch} меньше толщины скин-слоя; г) электрическое поле внутри канала \mathbf{E}_{ch} распределено однородно $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{ch}(t)$.

Соотношения

$$\mathbf{E}_{ch} \cong \mathbf{E}_{0c} E_*, \quad Q^\pm \cong Q_0 \frac{i\Lambda E_*}{1 - i\vartheta}, \quad W_J \cong W_0 \frac{2\eta\Lambda}{(1 + \vartheta^2)} |E_*|^2, \quad (3)$$

где $E_* = (1 + \Lambda(A + iB)/(1 - i\vartheta))^{-1}$, \mathbf{E}_{0c} — амплитуда внешнего поля в центре плазмоида,

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} A(\eta, \kappa) \\ B(\eta, \kappa) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} -\text{Im} \\ \text{Re} \end{pmatrix} \left\{ \frac{2(1 - i\eta)}{\eta^2} \exp(i\eta) \right. \\ &\quad \left. + \frac{4i}{\kappa^2} \int_0^\eta d\xi (\exp(i\sqrt{\kappa^2 + \xi^2}) - \exp(i\xi)) \right\}, \end{aligned}$$

$\vartheta = \omega/\nu < 1$, $Q_0 = 4\pi\epsilon_0 E_{0c}/k^2$, $W_0 = \lambda^2 S_0$, $S_0 = c\epsilon_0 E_{0c}^2/2$, $\eta = kl_{ch}$, связывают интегральные характеристики внутри плазмоида (комплексные амплитуды \mathbf{E}_{ch} и Q , среднюю за период T поглощаемую полную мощность W_j) с параметром Λ и размерами канала [1,2].

В зависимости от условий зажигания разряда (давления и сорта газа, наличия внешнего источника ионизации и концентрации фоновой плазмы, способа инициации и т.д.) реализуются различные сценарии развития плазменного образования [3,4], которые можно аппроксимировать следующими приближенными соотношениями:

$$1) \frac{dl}{dt} \cong 2\xi_D \sqrt{D_a v_{ih}^{eff}}, \quad 2) \frac{dl}{dt} \cong \xi_P v_{ih}^{eff} l;$$

$$r_{ch} \cong r_0 \left(\frac{l}{r_0}\right)^{1-0.5b}, \quad (4)$$

где v_{ih}^{eff} — эффективная частоты ионизации в максимальном поле на головках стримера ($v_i^{eff} = v_i - \nu_a$; ν_i, ν_a — частоты прямой ионизации и прилипания), $\xi_D \sim 1$, $\xi_P \equiv \Delta_{h*}/\ln(N_{e1}/N_{e2})$, $\Delta_{h*} = \Delta_h/l$, Δ_h — характерная ширина фронта продольной волны ионизации, N_{e2}, N_{e1} — концентрация электронов перед фронтом и за ним; ξ_P и ξ_D — варьируемые параметры, r_0 — радиус плазменного облака к концу этапа развития электронной лавины во внешнем поле, $b = 2 \ln(\tilde{l}/\tilde{r}_{ch}(\tilde{l}))/\ln(\tilde{l}/r_0)$.

Амплитуды электрического \mathbf{E}_s и магнитного \mathbf{H}_s полей в „волновой зоне“ ($kr \gg 1$, \mathbf{r} — расстояние от центра диполя-осциллятора до точки наблюдения) описываются формулами (см., например, [5])

$$\mathbf{E}_s = \frac{k^2[\mathbf{n}[\mathbf{Dn}]]}{4\pi\epsilon_0 r^3} \exp(ikr), \quad \mathbf{H}_s = -\frac{ck^2[\mathbf{Dn}]}{4\pi r^3} \exp(ikr), \quad (5)$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$, $\mathbf{D} = \frac{i}{\omega} \int dV' \mathbf{j}(\mathbf{r}') \exp(-ik\mathbf{r}'\mathbf{n})$. Если размеры плазмоида малы, то величина \mathbf{D} совпадает с дипольным моментом $\mathbf{d} = \int dV \mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) = \frac{i}{\omega} \int dV \mathbf{j}(\mathbf{r})$.

Опираясь на вышеописанные упрощающие предположения, а также приняв во внимание то обстоятельство, что максимальные значения амплитуды электрического поля достигаются в областях фронтов продольных волн ионизации, где $\sigma_{ch*}(\mathbf{r}) \ll 1$, и, следовательно, вклад этих объемов в выражения для \mathbf{D} и \mathbf{d} пренебрежимо мал, находим

$$\mathbf{D} \cong \mathbf{d} \frac{2J_1(\kappa \sin \xi)}{\kappa \sin \xi} \frac{\sin(\eta \cos \xi)}{\eta \cos \xi}, \quad \mathbf{d} \cong \frac{E_{0c}}{E_0c} 2l_{ch} Q^+, \quad (6)$$

где χ — угол между векторами \mathbf{d} и \mathbf{n} , J_1 — функция Бесселя первого порядка. В плоскости, перпендикулярной оси стримера и проходящей через его центр, $\mathbf{D} = \mathbf{d} + O(\kappa^2)$.

Полная средняя интенсивность дипольного излучения тонкого ($\kappa \ll q$) плазмоида-осциллятора с длиной $2\tilde{l} \leq 0.6\lambda$ в окружающее его пространство связана с

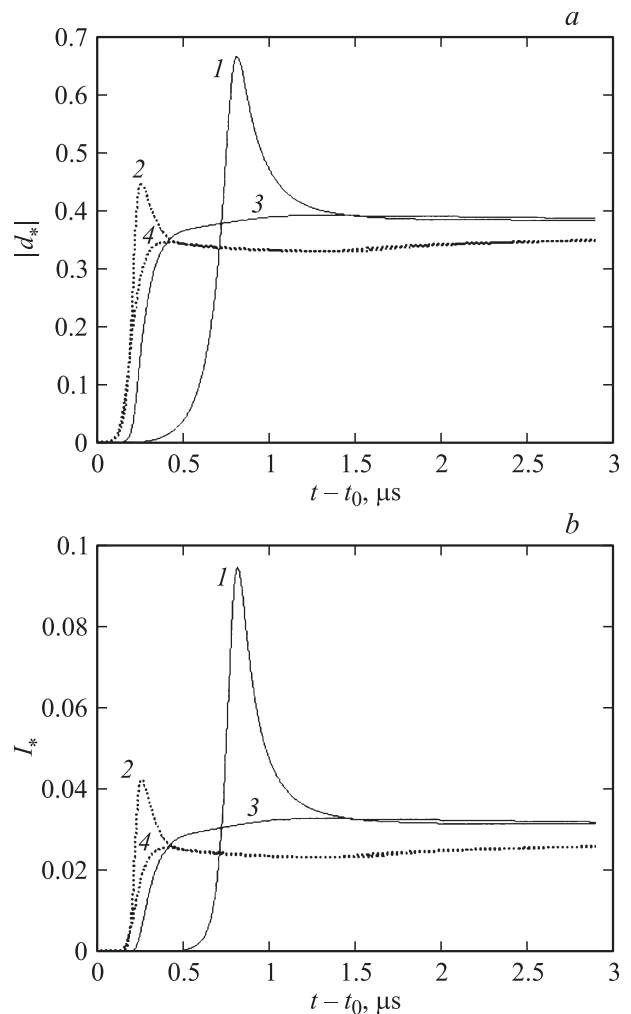


Рис. 1. Зависимости функций $|d_*|$ (а), I_* (б) от времени в воздухе для условий расчета: $P_0 = 10^4$ Па; $\lambda = 10^{-1}$ и $2 \cdot 10^{-2}$ (точки) м; $E_{0c}/E_{br} = 1.2$; $2\tilde{l} = 0.5\lambda$; $\tilde{l}/\tilde{r} = 10$; $r_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ м. E_{br} — пробойное значение амплитуды. Кривые 1 и 2 соответствуют режимам распространения с $\xi_D = 1$, кривые 3, 4 — режиму распространения с $\xi_P = 0.1$.

поглощаемой мощностью формулой

$$I \cong \frac{4}{3} \eta \Lambda W_j. \quad (7)$$

На рис. 1 представлены динамика нормированных дипольного момента d_* ($d_* = k|\mathbf{d}|Q_0$) и интенсивности дипольного излучения I_* ($I_* = I/W_0$) в воздухе после начала удлинения стримера ($t > t_0$) для различных длин волн в условиях распространения 1) и 2) (см. (4)). Рисунок демонстрирует, что: а) на электродинамическом этапе устанавливаются квазистационарные уровни функций $d_*(t)$ и $I_*(t)$, практически не зависящие от предыстории развития плазменного образования; б) время пребывания плазмоида в состоянии стримера $t_{st} - t_0$ возрастает при увеличении длины волны, так как $2\tilde{l} \propto \lambda$; в) квазистационарные уровни слабо зависят от длины волны.

Опираясь на вышеописанную модель, исследуем теперь возможности определения интегральных характеристик тонкого плазменного образования с помощью рассеянного излучения. Будем предполагать, что распределение амплитуды продольной составляющей (ось z совмещена с осью плазмоида) невозмущенного электрического поля $|E_{0z}(r)|$ в области детектирования известно.

Выражение для амплитуды продольной составляющей суммарного электрического поля в „волновой зоне“ можно записать в виде

$$|E_z(r, t)| = \left| |E_{0z}(r)| + |E_{0c}(r=0)| \frac{|d_*(t)| \sin^2 \chi}{kr} \times \exp(i\varphi(r, t)) \right|, \quad (8)$$

где $\varphi(r, t) = \delta\varphi(r) + \varphi_Q(t)$, $\delta\varphi(r) = kr + \varphi_{0c} - \varphi_0(r)$, φ_0 и φ_Q — фазы комплексной амплитуды продольной составляющей поля $E_{0z} = |E_{0z}| \exp(i\varphi_0)$ и полного заряда $Q = |Q| \exp(i\varphi_Q)$ соответственно. В плоскости $z = 0$ ($\chi = \pi/2$) вклад плазмоида в выражение (8) максимален. При квадратичном детектировании величина сигнала пропорциональна квадрату амплитуды $|E|^2$, следовательно, функция

$$F(r, t) = \left| \frac{E_z(r, t)}{E_{0z}(r)} \right|^2 = 1 + s(r, t)^2 + 2s(r, t) \cos \varphi(r, t), \quad (9)$$

где $s = |d_*(t)| \sin^2 \chi / kra_0(r)$, $a_0(r) = |E_{0z}(r)|/E_{0c}$ отражает динамику рассеянного сигнала на стационарном фоне внешнего поля $E_{0z}(r)$.

Характерные типы зависимостей функции $F(t)$ в случае $\chi = \pi/2$ при различных значениях фазового сдвига $\delta\varphi(r)$ в условиях $kra_0(r) = 2$ представлены на рис. 2. После прекращения удлинения стримера эта функция выходит на квазистационарный уровень $F_{st}(s_{st}, \varphi_{st})$, что легко может быть проверено экспериментально. Кривые 1 и 4 являются предельными ($\cos \varphi_{st} \cong \pm 1$), а кривые 3 и 6 демонстрируют, что при выполнении условия $s_{st} \cong -2 \cos \varphi_{st}$ в состоянии квазиравновесия плазмоид не фиксируется детектором.

Полученные экспериментально предельные осциллограммы сигнала детектора позволяют оценить величину дипольного момента на электродинамическом этапе

$$|d_{st}| \cong Q_0 r a_0(r) \left| \left| \frac{E_z(r, t > t_{st})}{E_{0z}(t)} \right|^2 - 1 \right|. \quad (10)$$

Затем, установив по фотографиям размеры плазмоида, можно определить заряд $|Q_{st}| \cong |d_{st}|/2l_{ch}$ и квазистационарные значения параметра Λ , амплитуды поля в канале, выделяемой мощности, интенсивность дипольного излучения.

В заключение отметим еще две следующие возможности диагностики с помощью рассеянного сигнала.

1. Определив экспериментально время $t_{st} - t_0$, сразу получаем оценку для средней скорости распространения волны ионизации: $\bar{V}_z \cong \hat{l}/(t_{st} - t_0)$.

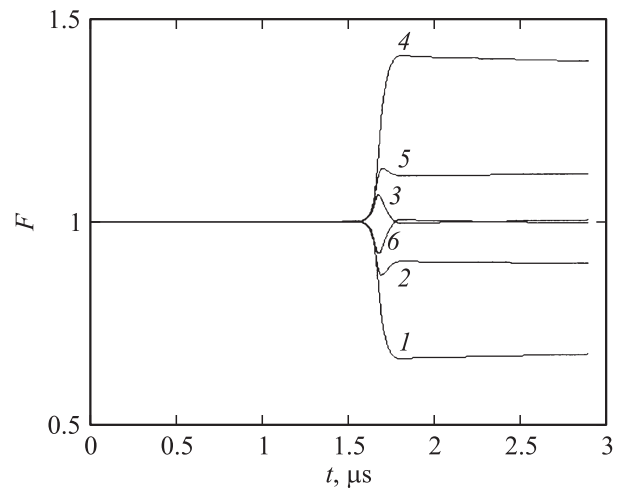


Рис. 2. Динамика функции $F(t)$ в воздухе при значениях фазового сдвига $\delta\varphi(r)/\pi = 0.3$ (1), 0.65 (2), 0.75 (3), 1.3 (4), 1.7 (5), 1.88 (6); $P_0 = 10^4$ Па; $\lambda = 4 \cdot 10^{-2}$ м; $E_{0c}/E_{br} = 1.2$; $2\hat{l} = 0.5\lambda$; $\hat{l}/\hat{r} = 10$; $r_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ м; $\xi_P = 10^{-2}$; $\xi_D = 0$.

2. В случае выстраивания многоплазмодной структуры период развития каждого нового плазмоида характеризуется резким увеличением функции $|dF(t)/dt|$. Следовательно, осциллограмма и фотографии позволяют определять среднюю скорость скачкообразного перемещения разряда навстречу источнику излучения.

Работа выполнена в рамках Программы президиума РАН П-11.

Список литературы

- [1] Битюрин В.А., Веденин П.В. // Письма ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 13. С. 74–80.
- [2] Битюрин В.А., Веденин П.В. // Письма ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 15. С. 1–7.
- [3] Веденин П.В., Розанов Н.Е. // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. Вып. 4. С. 868–880.
- [4] Найдис Г.В. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. Вып. 4. С. 1288–1296.
- [5] Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайных неоднородных средах. Т. 1. М.: Мир, 1981. 280 с.