

13

Определение интегральных характеристик микроволнового стримера с помощью рассеянного сигнала

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

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

E-mail: brovkin47@mail.ru

Поступило в Редакцию 14 мая 2013 г.

В воздухе в диапазоне давлений $10^4 - 1.4 \cdot 10^4$ Па вблизи порога пробоя экспериментально исследовалась динамика рассеянной СВЧ-стримером плотности потока мощности. На основании полученных данных оценены амплитуды полного заряда и тока, а также эффективная поверхность рассеяния сформированного плазменного диполя.

Развивающийся в поле линейно поляризованных электромагнитных волн СВЧ-разряд высокого давления при выполнении соответствующих условий (см. [1] и упомянутую там литературу) представляет собой плазменные структуры, состоящие из тонких (по сравнению с длиной волны λ) ярко светящихся каналов (плазмоидов). Плазмоиды ориентированы параллельно внешнему электрическому полю $E_0(\mathbf{r})$; видимая на фотографиях их длина обычно не превышает характерного масштаба 0.5λ .

Плазменный канал формируется в результате развития микроволнового стримера, представляющего собой бегущие в двух взаимно противоположных направлениях вдоль внешнего электрического поля волны ионизации (ВИ). Нескомпенсированные объемные заряды противоположного знака Q^\pm , возникающие при осциляции электронов на неподвижном на периоде высокочастотных колебаний ионном фоне, расположены симметрично относительно центра стримера. Эти заряды сосредоточены преимущественно на фронтах ВИ. После прекращения удлинения в теле плазмоида устанавливается состояние ионизационно-рекомбинационного квазиравновесия [2]. На свои квазистационарные уровни выходят электронная концентрация, амплитуды поля, полного заряда и дипольного момента, а также выделяемая и излучаемая мощности.

Для определения концентрации и температуры электронов в плазмоеде обычно используются оптические методы [3–5]. Применение же традиционных приемов СВЧ-диагностики плазмы [6] к столь тонким плазменным объектам неправомерно. В работе [7] предложен подход, позволяющий оценивать квазистационарные значения интегральных характеристик плазмоеда с помощью данных о рассеиваемой им мощности. В этом сообщении представлены полученные на основании экспериментальных результатов сведения об амплитудах полного заряда и усредненного по длине плазменного канала тока, а также об эффективной поверхности рассеяния.

Эксперименты проводились в воздухе в диапазоне давлений $P = 10^4 - 1.4 \cdot 10^4$ Па. Источником СВЧ-излучения служил работающий в импульсном режиме магнетрон: импульсная мощность ≤ 700 kW, длина волны $\lambda = 2.3$ см, длительность импульсов $1-7$ μ s. С помощью рупорной антенны в разрядной камере формировался слабо расходящийся волновой пучок. Перехваченное сферическим зеркалом линейно поляризованное излучение направлялось обратно, навстречу волновому пучку. В результате вдоль оси камеры формировалась характерная интерференционная картина с максимумами и минимумами поля. Область локализации канала в малой окрестности центрального максимума функции $|\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2$ стабилизировалась с помощью зеленого луча неодимового лазера, распространявшегося вдоль вектора электрического поля СВЧ-волны и создававшего начальный фон электронной концентрации. Длительность импульса СВЧ-излучения при фиксированной мощности подбиралась так, чтобы формировался только один плазменный канал. Динамика развития плазмоеда изучалась с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) и приемной антенны, отслеживавшей эволюцию рассеянного сигнала. Антенна, установленная параллельно оси плазменного канала (параллельно оси z), перемещалась вдоль оси камеры (оси x) в „волновой зоне“.

Величина визуализируемого осциллографом сигнала F пропорциональна квадрату амплитуды суммарного электрического поля

$$F \propto |E_{0z}|^2 + |E_{scz}|^2 + 2|E_{0z}E_{scz}| \cos \varphi, \quad (1)$$

где E_{0z}, E_{scz} — z -компонента внешнего $E_{0z}(x) \equiv |E_{0z}(x)| \exp(i\varphi_0(x))$ и рассеянного поля

$$E_{scz}(x, x_c, t) = \frac{k^2 d_z(x_c, t)}{4\pi\epsilon_0|x - x_c|} \exp(ik|x - x_c|) \equiv |E_{scz}| \exp(i\varphi_{sc}),$$

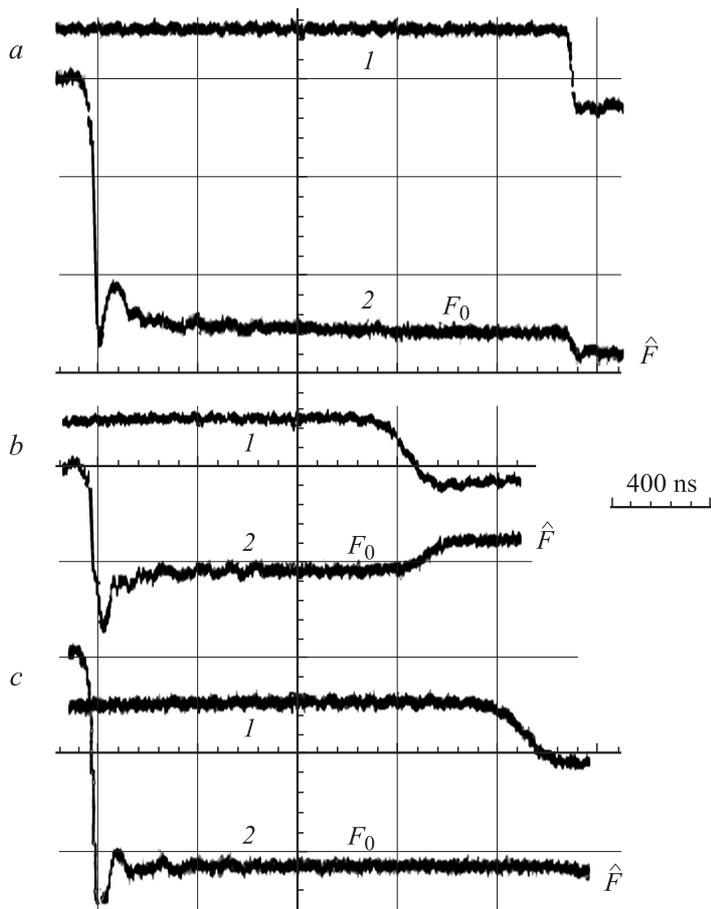


Рис. 1. Фрагменты осциллограмм с ФЭУ (1) и с приемной антенны (2) на различных расстояниях от плазмоида.

$|x - x_c|$ — расстояние от центра канала \mathbf{r}_c до антенны, $k = 2\pi/\lambda$, d_z — дипольный момент плазмоида, $\varphi(x, x_c, t) = \varphi_0(x) - \varphi_{sc}(x, x_c, t)$. Зависимость функции $F(x, t)$ от времени отражает динамику рассеянной мощности в координате x на невозмущенном плазмой фоне $F_0(x) \propto |E_{0z}(x)|^2$.

На рис. 1 представлены фрагменты (после включения СВЧ-импульса) осциллограмм сигналов, зарегистрированных ФЭУ и приемной антенной в трех точках на оси x . На начальном этапе развития плазменного образования его размеры и концентрация электронов еще столь малы, что вклад рассеянного излучения практически не виден на стационарном фоне $F_0(x)$. После короткого динамического этапа быстрого изменения функции F , связанного с развитием стримера, устанавливается квазистационарный уровень рассеянного сигнала $\hat{F}(x, x_c)$, зависящий от квазистационарного значения фазы $\hat{\varphi}$: $\cos \hat{\varphi} > 0 \rightarrow \hat{F} > F_0$ (рис. 1, *a*), $\cos \hat{\varphi} < 0 \rightarrow \hat{F} < F_0$ (рис. 1, *b*). При выполнении условия $|\hat{E}_{scz}| + 2|E_{0z}| \cos \hat{\varphi} = 0$ в состоянии квазиравновесия приемная антенна „не видит“ плазмоид (рис. 1, *c*). Как показывают фотографии, к началу квазистационарного этапа эволюции плазменного образования формируется плазменный канал с размерами светящейся области $2\hat{l} \cong 0.5\lambda$ (длина), $2\hat{a}_x \cong 2\hat{l}/10$ и $\hat{a}_y \cong 1.5\hat{a}_x$.

Из выражения

$$\hat{F}_*(x, x_c) \equiv \frac{\hat{F}(x, x_c)}{F_0(x)} = \left| 1 + \left| \hat{d}_* \frac{E_{0c}}{E_{0z}(x)} \right| \frac{\exp\left(ik|x-x_c| + i(\hat{\varphi}_* + \varphi_{0c} - \varphi_0(x))\right)}{k|x-x_c|} \right|^2, \quad (2)$$

где $\hat{d}_* = k^3 \hat{d}_z / 4\pi \varepsilon_0 E_{0c} \equiv |\hat{d}_*| \exp(i\hat{\varphi}_*)$, $E_{0c} = E_{0z}(x_c)$, следует, что при наличии надежных данных о пространственных распределениях амплитуды $|E_{0z}(x)|$ и фазы $\varphi_0(x)$ открывается принципиальная возможность определить квазистационарное значение амплитуды $|\hat{d}_*|$ безразмерного дипольного момента плазмоида.

Распределение комплексной амплитуды $E_{0z}(x)$ на оси камеры в интервале $\Delta x = 13-15$ см в вышеописанных условиях оказалось возможным аппроксимировать с помощью двух встречных плоских волн

$$E_{0z}(x) \cong |E_{0+}| \exp(i(kx + \varphi_{0+})) + |E_{0-}| \exp(-i(kx + \varphi_{0-})) \\ \cong |E_{0+}| \exp(i(kx + \varphi_{0+})) \left(1 - \frac{\sqrt{\chi} - 1}{\sqrt{\chi} + 1} \exp(-2ik(x - x_{\min})) \right), \quad (3)$$

где $\chi = F_{0\max}/F_{0\min}$, $F_{0\max, \min}$ — локальные максимум и минимум функции $F_0(x)$, $|E_{0+}| = 0.5|E_{0c}|(1 + \sqrt{\chi})/\sqrt{\eta}$, $\eta = F_{0c}/F_{0\min}$. После под-

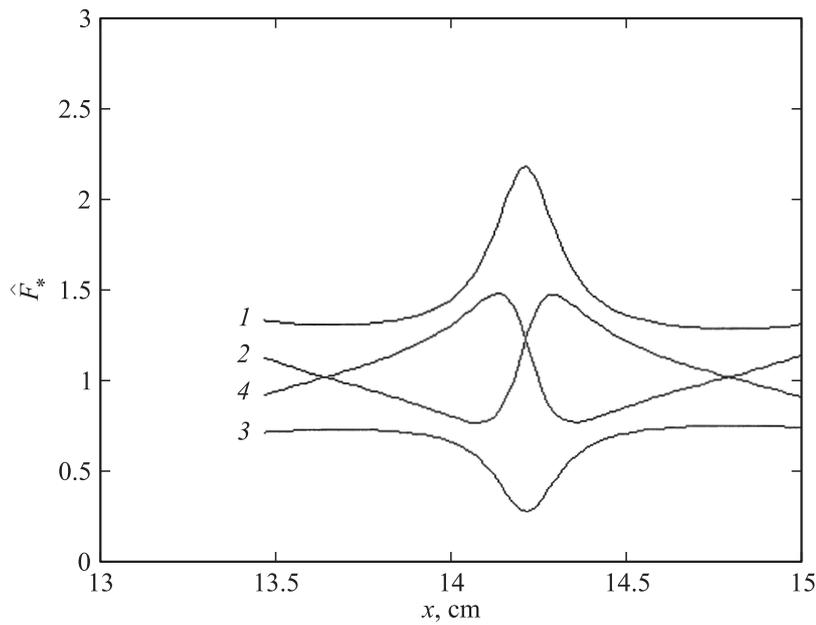


Рис. 2. Распределение функции $\hat{F}_*(x)$ в „волновой зоне“ в условиях: $|\hat{d}_*| = 0.6$; $\hat{\psi} = 0$ (1), $\hat{\psi} = 0.5\pi$ (2), $\hat{\psi} = \pi$ (3), $\hat{\psi} = 1.5\pi$ (4).

становки результата аппроксимации (3) в выражение (2) в рассматриваемом интервале ($x \gg |x_c|$) получаем окончательно

$$\hat{F}_*(x, x_c, |\hat{d}_*|, \hat{\psi}) \cong \left| 1 + \frac{2\sqrt{\eta}|\hat{d}_*| \exp(i\hat{\psi})}{kx(1 + \sqrt{\chi} - (\sqrt{\chi} - 1) \exp(-2ik(x - x_{\min})))} \right|^2, \quad (4)$$

где $\hat{\psi} = -kx_c + \hat{\varphi}_* + \varphi_{0c} - \varphi_{0+}$. Сильную зависимость распределения функции $\hat{F}_*(x)$ вдоль оси камеры в „волновой зоне“ от квазистационарной фазы $\hat{\psi}$ демонстрирует рис. 2.

На рис. 3 приведены результаты обработки осциллограмм, полученных в воздухе при давлении $P = 10^4$ Па вблизи порога пробоя $|E_{0c}| \cong 1.1 E_{br}$ (E_{br} — пробойное значение), а также распределения $\hat{F}_*(x)$ в диапазонах значений $\hat{\psi} = 1.4\pi - 1.6\pi$ (рис. 3, а) и

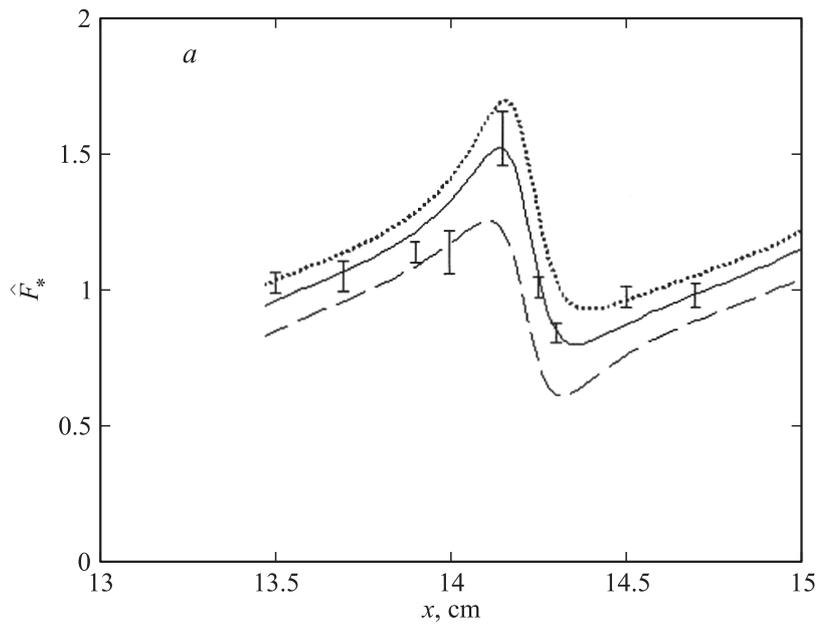


Рис. 3. Экспериментальные данные и распределение функции $\hat{F}_*(x)$ вдоль оси камеры в „волновой зоне“ при различных значениях параметров $\hat{\psi}$ (a) и $|\hat{d}_*|$ (b): a — $|\hat{d}_*| = 0.6$, $\hat{\psi} = 1.4\pi$ (пунктир), 1.5π (сплошная), 1.6π (точки); b — $\hat{\psi} = 1.5\pi$, $|\hat{d}_*| = 0.5$ (пунктир), $|\hat{d}_*| = 0.6$ (сплошная), $|\hat{d}_*| = 0.7$ (точки).

$|\hat{d}_*| = 0.5-0.7$ (рис. 3, b). Этот рисунок, на наш взгляд, позволяет сделать следующий осторожный вывод: в вышеописанных экспериментальных условиях квазистационарное значение амплитуды безразмерного дипольного момента плазмоида приблизительно равно

$$|\hat{d}_*| \cong 0.6 \pm 0.1. \quad (5)$$

Проведенное исследование также показало, что величина $|\hat{d}_*|$ практически не зависит от давления воздуха в диапазоне значений $P = 10^4 - 1.4 \cdot 10^4$ Па и нарастает при увеличении амплитуды внешнего поля.

На основании полученных результатов можно оценить величины некоторых интегральных характеристик плазмоида.

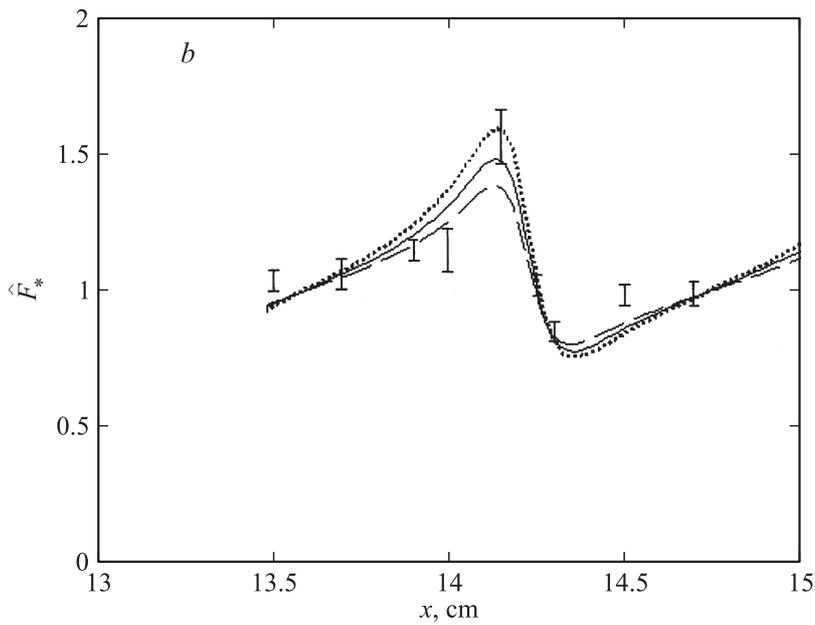


Рис. 3 (продолжение).

Выражения для амплитуд усредненного по длине $2l$ канала тока проводимости $|\bar{I}_z|$ и заряда $|Q^\pm|$

$$|\bar{I}_z| \equiv \left| \frac{1}{2l} \int_0^{2l} dz I_z(z) \right| = |d_z| \frac{\omega \sqrt{1 + (\omega/\nu)^2}}{2l}, \quad |Q^\pm| = \frac{|d_z|}{2l}, \quad (6)$$

где $\nu = \text{const}$ — транспортная частота столкновений электронов, а ω — круговая частота поля ($\nu \gg \omega$), в результате простых преобразований принимают следующий удобный для оценок вид

$$|\bar{I}_z| \cong 1.3 \cdot 10^{-4} |d_*| \frac{|E_{0z}(x_c)|}{E_{br}} \frac{\lambda[\text{cm}] P[\text{Pa}]}{l_*}, \text{ A};$$

$$|Q^\pm| \cong 5.3 \cdot 10^{-3} |\bar{I}| \lambda[\text{cm}], \text{ nC}, \quad (7)$$

где $l_* = l/\lambda$. После подстановки в соотношения (7) значений $\lambda = 2.3 \text{ cm}$, $|d_*| = 0.6$, $l_* = 0.25$ (в качестве масштаба $2l$ естественно использовать

видимую на фотографиях длину), $|E_{0c}|/E_{br} = 1.1$ в диапазоне значений $P = 10^4 - 1.4 \cdot 10^4$ Па получаем окончательно

$$|\bar{I}_z| \cong 8 \text{ А}, \quad |Q^\pm| \cong 0.1 \text{ нС}. \quad (8)$$

В радиолокационных приложениях часто используется величина, названная эффективной поверхностью рассеяния (ЭПР). Хорошо известно (см., например, [8]), что ЭПР резонансного полуволнового металлического вибратора ($2l = 0.5\lambda$) связана с длиной волны соотношением $\sigma_{met} \cong 0.86\lambda^2$. В случае рассеяния на плазмоиде имеем

$$\sigma_{pl} = \frac{|d_*|^2}{\pi} \lambda^2. \quad (9)$$

Из выражений (5) и (9) следует, что величина нормированного сечения σ_{pl}/λ^2 в вышеописанных условиях пробоя примерно в 7.5 раз меньше, чем у полуволнового металлического вибратора.

В представленной работе продемонстрированы первые результаты апробации интегрального метода СВЧ-диагностики тонкого по сравнению с длиной волны плазменного канала. Надеемся, что развитие предложенного подхода (например, с использованием двух источников излучения на разных длинах волн) позволит заметно расширить возможности диагностики плазменных структур.

Авторы выражают благодарность Н.М. Рязанскому за помощь, оказанную при проведении экспериментов.

Список литературы

- [1] Бровкин В.Г., Битюрин В.А., Веденин П.В. // ЖТФ. 2012. Т. 82. В. 1. С. 96–106.
- [2] Битюрин В.А., Веденин П.В. // ЖЭТФ. 2010. Т. 108. № 3. С. 577–587.
- [3] Злобин В.В., Кузовников А.А., Шибков В.М. // Вестник МГУ. 1988. Т. 29. № 1. С. 89–91.
- [4] Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Ким А.В. и др. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. В. 8. С. 1064–1075.
- [5] Kolisnichenko Yu.F., Brovkin V.G., Khmara D.V. et al. // AIAA 2003-362.
- [6] Голант В.Е. Сверхчастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968. 328 с.
- [7] Бровкин В.Г., Битюрин В.А., Веденин П.В. // ЖТФ. 2012. Т. 82. В. 4. С. 141–143.
- [8] Теоретические основы радиолокации / Под ред. Я.Д. Ширмана. М.: Сов. радио, 1970. 560 с.