

Рассеянное излучение в диагностике плазменного канала

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

Объединенный институт высоких температур РАН,
125412 Москва, Россия
e-mail: brovkin47@mail.ru

(Поступило в Редакцию 21 февраля 2014 г. В окончательной редакции 22 мая 2014 г.)

Предложен метод исследования тонкого плазменного канала (диполя, плазмоида) с помощью рассеянного излучения. Экспериментальная проверка метода произведена с использованием каналов, сформированных в результате развития СВЧ-стримеров в воздухе вблизи порога пробоя в диапазоне давлений $1 \cdot 10^4 - 1.4 \cdot 10^4$ Па. На основании полученной информации о дипольном моменте плазмоида оценены величины эффективной поверхности рассеяния, амплитуд полного заряда и усредненного по длине канала тока, а также получены значения, ограничивающие снизу усредненные по объему проводимость и концентрацию электронов. Проведено сопоставление результатов измерений с результатами расчетов в рамках приближенной электродинамической интегральной модели СВЧ-стримера.

Введение

Изучение эволюции плазменных структур, формирующихся при зажигании СВЧ-разряда в газах повышенного давления ($\nu > \omega$, ν — транспортная частота столкновений электронов, ω — круговая частота электромагнитного поля), и параметров плазмы обычно стремятся осуществлять бесконтактно посредством скоростной или интегральной фотосъемки и спектроскопической диагностики. Применение традиционных СВЧ-методов исследования [1] к плазменным образованиям, поперечные размеры которых малы по сравнению с длиной волны, а концентрация электронов достаточно высокая (см. ниже), неправомерно.

К настоящему времени в сложной интегральной картине развитого СВЧ-разряда выделены основные типы плазменных конфигураций, изучены условия их возникновения и выяснены особенности процесса формирования.

В волновом пучке с линейной поляризацией наблюдались [2–5] две основные регулярные плазменные структуры: 1) цепочка(ки) вытянутых вдоль внешнего (не возмущенного плазмой) электрического поля \mathbf{E}_0 плазменных диполей, 2) развивающееся в плоскости \mathbf{kE}_0 плазменное образование в виде синусоиды с ответвлениями в точках экстремумов, ориентированными вдоль поля \mathbf{E}_0 [4]. Поперечные размеры плазмоедов и синусоиды малы по сравнению с длиной волны λ . В волновом пучке с круговой поляризацией плазменный канал трансформируется в тонкий диск, а синусоида — в спираль [4]. Цепочка(ки) каналов и дисков прорастают в направлении к источнику излучения скачками, а синусоида и спираль — непрерывно.

На основании фотографического материала получены данные как о средней скорости распространения фронта области разряда в зависимости от давления и вводимой мощности СВЧ-излучения [2,3,6,7], так и о средней скорости удлинения плазменного канала вдоль внешнего электрического поля [8,9].

Для определения электронной концентрации, температуры газа и напряженности электрического поля внутри плазмоедов, сформировавшихся в газах при повышенном давлении, применялись спектроскопические методы [2,8,10–12].

Рассеянное каналом поле $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t)$ заметно искажает начальное распределение амплитуды $|\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|$ [13]. Наиболее отчетливо это проявляется при выстраивании цепочки(ек) плазменных диполей в инициированном разряде в условиях $|\mathbf{E}_0| < E_b$ (E_b — пробойное значение): в результате интерференции появляются области сверхпробойного электрического поля $|\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_s| > E_b$, где зарождаются и развиваются новые каналы. Рассеянное излучение несет в себе информацию об особенностях эволюции интегральных характеристик плазменной структуры, которая при наличии адекватной модели может быть расшифрована.

В работах [14,15] предложен и апробирован метод диагностики СВЧ-разряда высокого давления, использующий рассеянное на формирующихся плазменных структурах излучение. Первые результаты экспериментального исследования эволюции структур дипольного типа в воздухе в диапазоне давлений $P = 1 \cdot 10^4 - 1.4 \cdot 10^4$ Па [14,16,17] выявили ряд возможностей этого метода.

Поведение сигналов $F(\mathbf{r}, t) \propto |\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t)|^2$ на осциллограммах, отражающее динамику рассеиваемой мощности в различных точках приема \mathbf{r} в „волновой зоне“, наглядно продемонстрировало существование трех основных этапов развития одиночного плазменного канала (начального $F \approx F_0 \propto E_0^2$, динамического, квазистационарного $F = \hat{F} \approx \text{const}$) [14] и подтвердило результаты теоретического исследования (см. статью [18] и упомянутую в ней литературу). По данным о длительности динамического этапа построены зависимости средней скорости удлинения СВЧ-стримера от амплитуды электрического поля при давлениях $P = 1 \cdot 10^4$ и $1.4 \cdot 10^4$ Па.

В работе [16] представлены квазистационарные значения некоторых интегральных параметров сформиро-

вашего плазмоида (этап $F = \hat{F} \approx \text{const}$), найденные в результате обработки экспериментальных данных на основании предложенного в [15] подхода.

Анализ динамики сигналов на осциллограммах позволил описать также и развитие плазменной структуры, состоящей из цепочки выстраивающихся в линию плазменных каналов (дипольный режим эволюции СВЧ-разряда) [17]. Получены сведения о средних скоростях стримеров, а также о средней скорости распространения фронта области разряда. Установлено, как спадают величины этих скоростей по мере продвижения плазменной структуры в направлении уменьшения напряженности внешнего электрического поля.

В настоящей работе, обобщающей и дополняющей опубликованный ранее материал [16], подробно описан метод экспериментального исследования интегральных характеристик тонкого плазменного канала с помощью рассеянного излучения. Этот способ диагностики был применен нами к плазмоидам, сформировавшимся в результате развития СВЧ-стримеров. Эксперименты проводились в воздухе в диапазоне давлений $1 \cdot 10^4 - 1.4 \cdot 10^4$ Па вблизи порога пробоя. На основании извлеченной информации о величине амплитуды дипольного момента канала на квазистационарном этапе его эволюции оценены эффективная поверхность рассеяния, амплитуды полного заряда и усредненного по длине канала тока; получены значения, ограничивающие снизу усредненные по объему проводимость и концентрацию электронов. Проведено сопоставление результатов измерений с результатами расчетов в рамках интегральной электродинамической модели [18].

Использование рассеянного излучения для нахождения интегральных характеристик плазменного канала

Плазмод находится во внешнем электрическом поле $\text{Re}\{\mathbf{E}_0(\mathbf{r}_0) \exp(-i\omega t)\}$. Электроны осциллируют относительно неподвижного на периоде $T = 2\pi\omega^{-1}$ ионного фона. Нескомпенсированные объемные заряды противоположного знака $\text{Re}\{Q^\pm \exp(-i\omega t)\}$ расположены симметрично относительно плоскости, проходящей через центр плазменного диполя и перпендикулярной его оси.

Комплексные амплитуды рассеянного электрического поля \mathbf{E}_s в „волновой зоне“ на расстоянии $R \gg \lambda$ ($\lambda = 2\pi c/\omega$, c — скорость света, $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_c|$, \mathbf{r}_c — координата центра канала) и плотности электронного тока \mathbf{j}_e связаны интегральной зависимостью

$$\mathbf{E}_s = \frac{k^2[\mathbf{n}|\mathbf{Dn}]}{4\pi\epsilon_0 R} \exp(ikR), \quad (1)$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$, $\mathbf{D} = i \int d\mathbf{r}' \mathbf{j}_e(\mathbf{r}') \exp(-ik\mathbf{r}'\mathbf{n})/\omega$, $k = \omega/c$, $\mathbf{j}_e = \sigma_e \mathbf{E}/(1 - i\vartheta)$, $\sigma_e = e^2 N_e/mv$ — проводимость электронов, $\theta = \omega/v$. Амплитуда $|\mathbf{E}_s|$ увеличивается с ростом угла между векторами \mathbf{n} , \mathbf{D} и достигает максимального значения

$$|\mathbf{E}_s| = \frac{k^2|\mathbf{d}|}{4\pi\epsilon_0 R}, \quad (2)$$

когда $\mathbf{n} \perp \mathbf{D}$. При такой ориентации векторов \mathbf{n} и \mathbf{D} для тонкого по сравнению с длиной волны плазмоида $\exp(-ik\mathbf{r}'\mathbf{n}) \approx 1$ и $\mathbf{D} \rightarrow \mathbf{d} = i \int d\mathbf{r}' \mathbf{j}_e(\mathbf{r}')/\omega$, \mathbf{d} — комплексная амплитуда дипольного момента.

Рассеянное излучение содержит информацию об амплитуде \mathbf{d} ($|\mathbf{S}_s| \propto |\mathbf{E}_s|^2 \propto |\mathbf{d}|^2$, \mathbf{S}_s — вектор Пойнтинга) и, следовательно, о связанных с ней интегральных параметрах плазмоида.

В радиолокационных приложениях используется характеристика облучаемого объекта

$$\sigma_s = 4\pi \lim_{R \rightarrow \infty} R^2 \frac{|E_s|^2}{E_0^2}, \quad (3)$$

названная эффективной поверхностью рассеяния (ЭПР — сечение рассеяния по направлению к источнику излучения). Выражение для ЭПР плазменного диполя в соответствии с этим определением, полученное из соотношения (2), имеет вид

$$\sigma_s^{pl} = \frac{|d_*|^2}{\pi} \lambda^2, \quad (4)$$

где $d_* = k^3 d / 4\pi\epsilon_0 E_{0c}$ (\mathbf{E}_{0c} — внешнее поле в центре канала).

Хорошо известно (см., например, [19]), что ЭПР резонансного полуволнового ($2b = \lambda/2$, $2b$ — длина) тонкого ($2 \ln(2b/a) \gg 1$, a — радиус) металлического вибратора описывается следующей простой формулой

$$\sigma_s^{met} \approx 0.86\lambda^2. \quad (5)$$

Из очевидного, на наш взгляд, условия $\sigma_s^{pl} < \sigma_s^{met}$ получаем следующее ограничение сверху на величину нормированного дипольного момента тонкого плазмоида:

$$|d_*| < 1.65. \quad (6)$$

Амплитуды полного нескомпенсированного заряда и усредненного по длине канала $2b$ электронного тока проводимости пропорциональны амплитуде дипольного момента

$$|Q^\pm| \approx \frac{|\mathbf{d}|}{2b}, \quad |\bar{\mathbf{I}}_e| \equiv \left| \frac{1}{2b} \int_{-b}^b db' \mathbf{I}_e(b') \right| = |\mathbf{d}| \frac{\omega \sqrt{1 + \vartheta^2}}{2b}. \quad (7)$$

Воспользовавшись очевидным условием $\left(\frac{\text{Re}}{\text{Im}} \right) \mathbf{E}_i < |\mathbf{E}_0|$ (\mathbf{E}_i — поле внутри канала), для усредненных по объему V электронной проводимости и концентрации $\bar{\sigma}_e$, \bar{N}_e ($\bar{\sigma}_e$, $\bar{N}_e = \int d\mathbf{r} \sigma_e$, $N_e(\mathbf{r})/V$) можно записать следующие ограничения снизу:

$$\bar{\sigma}_e > |d_*| \frac{4\pi\epsilon_0 \omega \sqrt{1 + \vartheta^2}}{\sqrt{2} k^3 V},$$

$$\bar{N}_e > |d_*| \frac{mv}{e^2} \frac{4\pi\epsilon_0 \omega \sqrt{1 + \vartheta^2}}{\sqrt{2} k^3 V}. \quad (8)$$

При квадратичном детектировании величина визуализируемого осциллографом сигнала $F(\mathbf{r}, t)$ пропорциональна квадрату амплитуды суммарного электрического поля $F(\mathbf{r}, t) \propto |\mathbf{E}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t)|^2$. После прекращения удлинения СВЧ-стримера начинается квазистационарный этап эволюции плазменного образования, на котором величина сигнала изменяется слабо $\hat{F}(\mathbf{r}, t) \approx \text{const}$. Везде в дальнейшем параметрам на этом этапе будет сопутствовать символ “ $\hat{}$ ”. Проанализируем особенности решения обратной задачи рассеяния — нахождение амплитуды дипольного момента $|\hat{\mathbf{d}}|$ — на основании данных об уровнях сигнала $\hat{F}(\mathbf{r})$, $F_0(\mathbf{r})$ и $F_{0c}(\mathbf{r}_c)$ (в координате \mathbf{r}_c без плазмоида) в различных экспериментальных условиях.

1. В результате постановки „идеального“ эксперимента (в частности, вариант безэховой камеры), когда возможно произвести измерения за пределами области локализации внешнего поля ($F_0 = 0$), из выражений

$$|\hat{d}_*| = kR \sqrt{\frac{\hat{F}}{F_{0c}}}, \quad |\hat{\mathbf{d}}| = \frac{4\pi\epsilon_0 E_{0c} |\hat{d}_*|}{k^3} \quad (9)$$

сразу находим квазистационарное значение амплитуды дипольного момента. Отметим, что для решения обратной задачи рассеяния в этом случае достаточно данных, полученных только в одной точке \mathbf{r} в „волновой зоне“.

Если реализовать идеальные условия нельзя, при анализе результатов опытов удобно использовать отношение

$$\hat{F}_*(\mathbf{r}) \equiv \frac{\hat{F}(\mathbf{r})}{F_0(\mathbf{r})} = 1 + \hat{u}(\mathbf{r})^2 + 2\hat{u}(\mathbf{r})^2 \cos \hat{\varphi}(\mathbf{r}), \quad (10)$$

где $\hat{u} = |\hat{d}_*| \sqrt{F_{0c}/F_0}/kR$, $\hat{\varphi}(\mathbf{r}) = \varphi_{0c}(\mathbf{r}_c) - \varphi_0(\mathbf{r}) + \hat{\varphi}_* + kR$, $\varphi_0(\mathbf{r})$ — пространственное распределение фазы внешнего поля, $\hat{\varphi}_*$ — квазистационарное значение фазы комплексной амплитуды нормированного дипольного момента ($\hat{d}_* \equiv |\hat{d}_*| \exp(i\hat{\varphi}_*)$). На рис. 1 приведены зависимости $\hat{u}(\hat{F}_*)$ при различных значениях параметра $\cos \hat{\varphi}$.

Из соотношения (10) следует, что

$$|\hat{d}_*| = kR \sqrt{\frac{F_0}{F_{0c}}} \begin{cases} |\cos \hat{\varphi}| \pm \sqrt{\hat{F}_* - \sin^2 \hat{\varphi}}, & \hat{F}_* < 1 \\ -\cos \hat{\varphi} + \sqrt{\hat{F}_* - \sin^2 \hat{\varphi}}, & \hat{F}_* \geq 1. \end{cases} \quad (11)$$

Поскольку фаза $\hat{\varphi}_*$ является неизвестной величиной, при решении обратной задачи рассеяния, когда пространственное распределение фазы $\varphi_0(\mathbf{r})$ задано, для получения однозначного ответа необходимо иметь набор результатов измерений $\hat{F}_*(\mathbf{r}_i)$.

2. В случае, если никакой информации о распределении фазы $\varphi_0(\mathbf{r})$ и соответственно фазы $\hat{\varphi}(\mathbf{r})$ нет, найти величину $|\hat{d}_*|$, как следует из выражения (11), формально невозможно. Однако в рамках такого жесткого ограничения условие $|\cos \hat{\varphi}| \leq 1$ и соотношение (10) позволяют установить нижнюю и верхнюю границы $|\hat{d}_*|_{\min}$ и $|\hat{d}_*|_{\max}$.

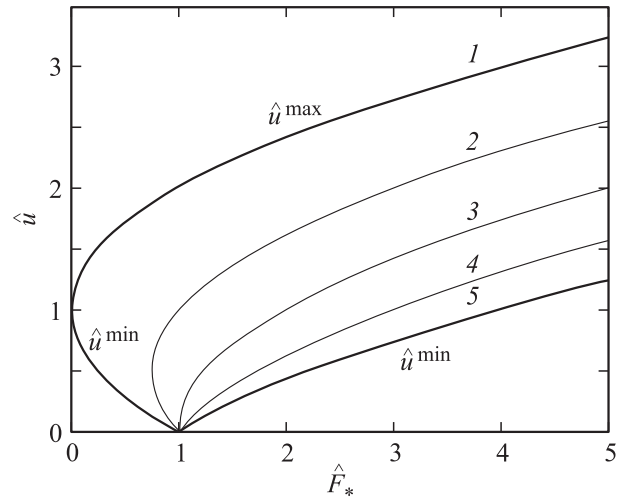


Рис. 1. Графики вспомогательной функции $\hat{u}(\hat{F}_*)$ при различных значениях параметра $\cos \hat{\varphi}$: $\cos \hat{\varphi} = -1$ (1), -0.5 (2), 0 (3), 0.5 (4), 1 (5).

Действительно, для результата i -го измерения в координате \mathbf{r}_i имеем

$$\hat{u}_i^{\min}(\hat{F}_{*i}(\mathbf{r}_i)) \leq \hat{u}_i(\mathbf{r}_i) \leq \hat{u}_i^{\max}(\hat{F}_{*i}(\mathbf{r}_i)), \quad \eta_i^{\min} \leq |\hat{d}_*| \leq \eta_i^{\max}, \quad (12)$$

где $\hat{u}_i^{\min} = |1 - \sqrt{\hat{F}_{*i}}|$, $\hat{u}_i^{\max} = 1 + \sqrt{\hat{F}_{*i}}$ (см. рис. 1), $\eta_i^{\min} = \hat{u}_i^{\min} k |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_c| \sqrt{F_{0i}(\mathbf{r}_i)/F_{0c}}$. А по совокупности локальных значений $\eta_i^{\min}(\mathbf{r}_i)$ находим, что величина амплитуды нормированного дипольного момента лежит в диапазоне

$$\max_i \{\eta_i^{\min}\} - \min_i \{\eta_i^{\max}\}. \quad (13)$$

При расширении области исследования и увеличении количества измерений вероятность того, что среди них окажутся точки \mathbf{r}_m , в которых реализуется условие $|\cos \hat{\varphi}(\mathbf{r}_m)| \approx 1$, возрастает. Результатом обработки данных в этих точках ($\hat{u}_m(\mathbf{r}_m) \approx \hat{u}_m^{\max}(\mathbf{r}_m)$, $\eta_m \approx \eta_m^{\max}$) является искомая величина $|\hat{d}_*| \approx \eta_m$. Дополнительные сведения может принести также и изменение условий опытов, например, введение дополнительных рассеивающих объектов. Следовательно, в рассматриваемом случае для оценки амплитуды нормированного дипольного момента $|\hat{d}_*|$ отсутствие какой-либо информации о распределении фазы $\hat{\varphi}(\mathbf{r})$ необходимо компенсировать объемом экспериментальных данных.

3. Решим теперь прямую и обратную модельные задачи рассеяния на тонком плазменном канале в условиях, близких к условиям проведенных нами экспериментов (см. ниже).

ПлазмOID находится в суммарном поле встречных распространяющихся вдоль оси x волновых пучков с гауссовым поперечным распределением амплитуды. Пространственное распределение z — составляющей электрического поля описывается следующим выраже-

нием:

$$E_{0z}(\mathbf{r}) = E_+(\mathbf{r}) \exp(ik(x - X_{f+})) + E_-(\mathbf{r}) \exp(-ik(x - X_{f-})), \quad (14)$$

где $E_{\pm}(\mathbf{r}) = A_{f\pm}g_{\pm}(x) \exp(i\varphi_{f\pm} - \rho^2g_{\pm}/\rho_{f\pm}^2)$, $\rho^2 = y^2 + z^2$, $g_{\pm}(x) = (1 \pm iD_{\pm}(x))^{-1}$, $D_{\pm} = 2(x - X_{f\pm})/k\rho_{f\pm}^2$. В фокусе $\mathbf{r}_{f\pm} = (X_{f\pm}, 0, 0)$ амплитуда, фаза и характерная ширина пучка (\pm) равны соответственно $A_{f\pm}$, $\varphi_{f\pm}$, $\rho_{f\pm}$. Центр \mathbf{r}_c изучаемого плазменного диполя совмещен с фокусом $\mathbf{r}_{f+}(\mathbf{r}_c = \mathbf{r}_{f+})$. „Измерения“, если не оговорено особо, проводятся на оси x в волновой зоне $x - X_{f+} \gg \lambda$.

Прямая задача. Заданы 1) функция $F_0(x)$

$$F_0(x) = (A_{f+}|g_+(x)|)^2 + (A_{f-}|g_-(x)|)^2 + 2A_{f+}A_{f-}|g_+(x)g_-(x)| \cos \Phi(x), \quad (15)$$

где $\Phi = 2kx - \arctg D_+ - \arctg D_- - k(X_{f+} + X_{f-}) + \varphi_{f+} - \varphi_{f-}$; 2) значения амплитуды $|\hat{d}_*|$ ($|\hat{d}_*| = 0.6$) и фазы $\hat{\varphi}_*$ ($\psi_0 = \pi$). Искомое распределение нормированного сигнала в „волновой зоне“ имеет вид

$$\hat{F}_*(x) = 1 + \hat{u}(x)^2 + 2\hat{u}(x) \frac{\cos \hat{\psi}(x) + \mu(x) \cos(\hat{\psi}(x) + \Phi(x))}{\sqrt{1 + \mu(x)^2 + 2\mu(x) \cos \Phi(x)}}, \quad (16)$$

где $\hat{\psi}(x) = \psi_0 + \arctg D_+(x)$, $\psi_0 = \hat{\varphi}_* + \varphi_{0c} - \varphi_{f+} = \text{const}$, φ_{0c} — фаза суммарного поля в центре канала ($E_{0c} \equiv |E_{0c}| \exp(i\varphi_{0c})$), $\mu(x) = A_{f-}|g_-(x)|/A_{f+}|g_+(x)|$.

Рис. 2 демонстрирует сильную зависимость функции $\hat{F}_*(x)$ от параметра ψ_0 . Точками на кривой $\psi_0 = \pi$ выделены значения $\hat{F}_*(x_i)$, которые используем при решении обратной задачи.

Обратная задача. На основании набора данных $F_{0i}(x_i)$, $\hat{F}_{*i}(x_i)$ и об уровне сигнала F_{0c} находим амплитуду $|\hat{d}_*|$.

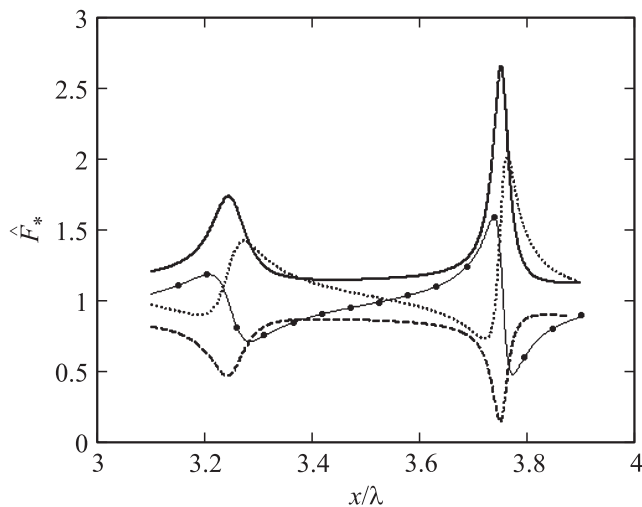


Рис. 2. Распределение модельной функции $\hat{F}_*(x)$ в „волновой зоне“ в условиях: $\psi_0 = 0$ (\cdots), $\psi_0 = 0.5\pi$ ($---$), $\psi_0 = \pi$ ($-$), $\psi_0 = 1.5\pi$ (\blacksquare); $|\hat{d}_*| = 0.6$; $A_{f-}/A_{f+} = 0.7$; $\rho_{f+,-} = 0.5\lambda$; $X_{f+} = 0$, $X_{f-} = 7\lambda$; $\varphi_{f+} = \varphi_{f-}$.

На коротком отрезке $\Delta x < \lambda$ в волновой зоне поле E_{0z} можно аппроксимировать с помощью встречных плоских волн

$$\tilde{E}_{0z}(x) = \tilde{A}_+ \exp(i(\tilde{k}_+x + \tilde{\varphi}_+)) + \tilde{A}_- \exp(-i(\tilde{k}_-x + \tilde{\varphi}_-)). \quad (17)$$

Выражению для распределения сигнала $\tilde{F}_0(x)$ ($\tilde{F}_0 \propto |E_{0z}|^2$) удобно придать следующий вид:

$$\tilde{F}_0(x, \tilde{P}_{0j}) = \tilde{F}_{0m}(\tilde{x}_m) \frac{1 + \tilde{\mu}^2 + 2\tilde{\mu} \cos \tilde{\Phi}(x)}{(1 + \tilde{\mu})^2}, \quad (18)$$

где $\tilde{P}_{0j=1-4} \equiv \tilde{F}_{0m}$, \tilde{x}_m , \tilde{k} , $\tilde{\mu}$ — параметры, \tilde{F}_{0m} — локальный максимум функции $\tilde{F}_0(x)$ ($\tilde{F}_{0m} = (\tilde{A}_+ + \tilde{A}_-)^2$) в точке \tilde{x}_m ($\tilde{k}\tilde{x}_m + \tilde{\varphi}_+ + \tilde{\varphi}_- = 2\pi n$), $\tilde{\Phi} = \tilde{k}(x - \tilde{x}_m)$, $\tilde{k} = \tilde{k}_+ + \tilde{k}_-$, $\tilde{\mu} = \tilde{A}_-/\tilde{A}_+$. Варьируя эти параметры, находим значения \tilde{P}_{0j}^{\min} , при которых достигается абсолютный минимум погрешности

$$\Delta_0(\tilde{P}_{0j}) = \max_i |1 - \tilde{F}_0(x_i, \tilde{P}_{0j})/F_{0i}(x_i)|. \quad (19)$$

Затем, подставив \tilde{P}_{0j}^{\min} в выражение для функции $\tilde{F}_*(x, \tilde{P}_{*j})$

$$\tilde{F}_* = 1 + \hat{u}^2 + 2\hat{u} \frac{\cos \hat{\psi} + \tilde{\mu} \cos(\hat{\psi} + \tilde{\Phi})}{\sqrt{1 + \tilde{\mu}^2 + 2\tilde{\mu} \cos \tilde{\Phi}}}, \quad (20)$$

где $\hat{u} = |\hat{d}_*| \sqrt{F_{0f}/\tilde{F}_0(\tilde{x}, \tilde{P}_{0j})}/kx$, $\hat{\psi} = \tilde{\psi}_0 + \delta k_+x$, $\tilde{\psi}_0 = \hat{\varphi}_* + \varphi_{0f} - \varphi_{f+} = \text{const}$, $\delta k_+ = k - k_+$, $\tilde{P}_{*j=1-3} \equiv \tilde{d}_*$, $\tilde{\psi}_0$, δk_+ — второй набор варьируемых параметров, после проведения процедуры поиска абсолютного минимума погрешности

$$\Delta_*(\tilde{P}_{*j}) = \max_i |1 - \tilde{F}_*(x_i, \tilde{P}_{*j}^{\min})/\tilde{F}_{*i}(x_i)|, \quad (21)$$

получаем искомое значение $|\hat{d}_*|$ ($|\hat{d}_*| \equiv \tilde{P}_{*1}^{\min}$).

Результаты обработки „экспериментальных“ данных $F_{0i}(x_i)$ и $\tilde{F}_{*i}(x_i)$ по описанной схеме с использованием полного $i = 1-15$ и укороченных $i = 1-8$, $i = 7-15$ наборов демонстрирует рис. 3, где приведены зависимости $\delta_*(|\hat{d}_*|)$, полученные после минимизации функции $\Delta_*(\tilde{P}_{*j})$ по параметрам $\tilde{\psi}_0$ и δk_+ при условии $|\hat{d}_*| = \text{const}$. Из этого рисунка следует, что с уменьшением длины отрезка Δx точность аппроксимации (21), естественно, повышается, однако искомая величина $|\hat{d}_*|$, отвечающая минимуму функции $\delta_*(|\hat{d}_*|)$ (абсолютный минимум погрешности $\Delta_*(\tilde{P}_{*j})$), практически не зависит от длины Δx .

Теперь в рамках рассматриваемого примера проиллюстрируем сказанное выше в пункте 2. На рис. 4 представлены результаты обработки „экспериментальных“ данных (см. (12)), полученных: а) при неизменной величине фазы $\psi_0 = \pi$ в точках, лежащих в плоскости $z = 0$ вдоль прямых $y = \text{const}$; б) на оси x в различных условиях $\psi_0 = (0, 0.5, 1, 1.5)\pi$. Значения η_i^{\max} превышают установленную ранее верхнюю границу (5), поэтому

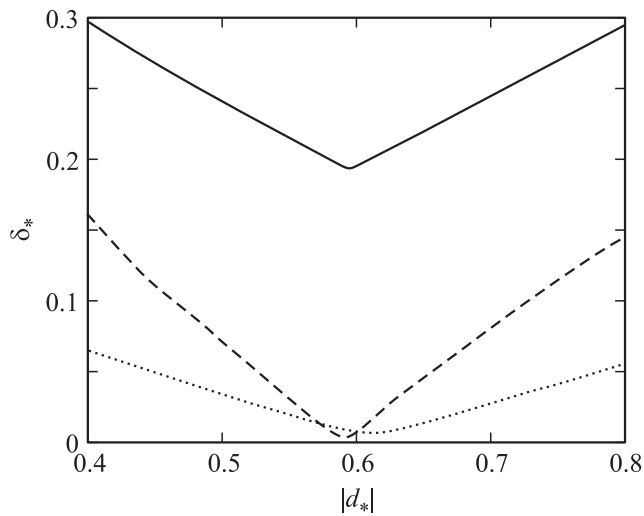


Рис. 3. Зависимости погрешности аппроксимации $\delta_*(|\tilde{d}_*|)$ для трех наборов данных: $i = 1-15$ (—), $i = 1-8$ (---), $i = 7-15$ (···).

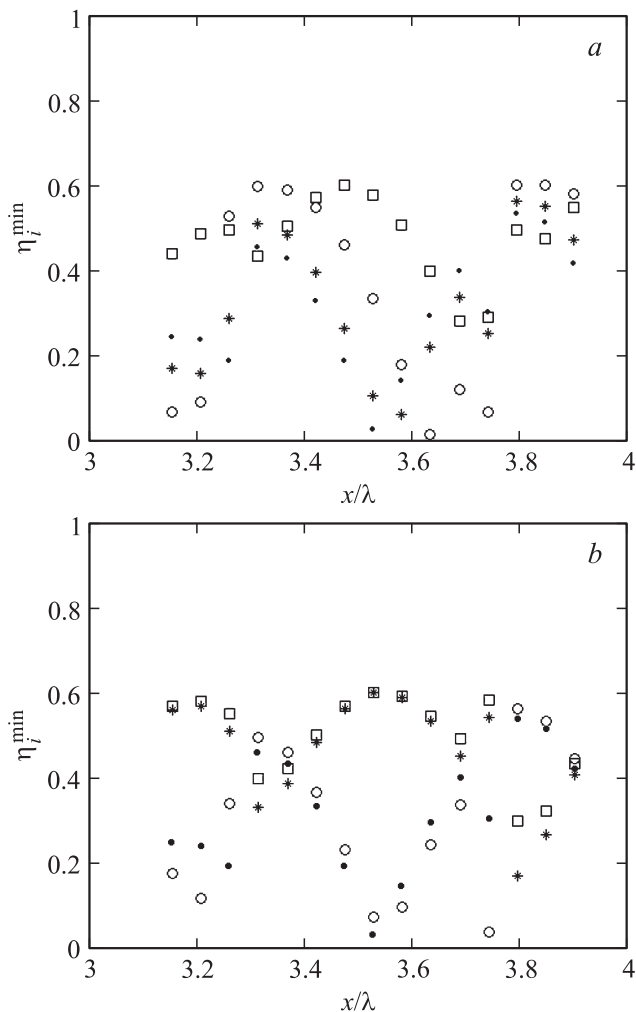


Рис. 4. Распределения модельной функции $\eta_i^{\min}(x_i)$ при различных значениях координаты $y(a)$ и параметра $\psi_0(b)$: a — $\psi_0 = \pi$, $y/\lambda = 0$ (\bullet), 0.4 ($*$), 0.8 (\circ), 1.2 (\square); b — $y/\lambda = 0$, $\psi_0 = 0$ (\circ), 0.5π ($*$), π (\bullet), 1.5π (\square).

не отражены на рисунке. Рисунок демонстрирует, что на рассматриваемом интервале Δx в обоих случаях существуют области, внутри которых $\cos \hat{\varphi}(\mathbf{r}_i) \approx 1$ и $\max_i \{\eta_i^{\min}\} \approx 0.6$, т.е. надежно восстанавливается искомое значение амплитуды нормированного дипольного момента плазмоида.

В этом разделе продемонстрированы некоторые возможности предлагаемого нами метода диагностики тонкого плазменного канала с помощью рассеянного излучения и проанализированы особенности обработки информации, получаемой в различных экспериментальных условиях.

Результаты экспериментального исследования, сопоставление с модельными расчетами

Эксперименты проводились в воздухе в надпробойном электрическом поле в диапазоне давлений $P = 1 \cdot 10^4 - 1.4 \cdot 10^4$ Па. Источником СВЧ-излучения служил работающий в импульсном режиме магнетрон: импульсная мощность не превышает 700 kW , частота 13 GHz (длина волны $\lambda = 2.3 \text{ cm}$), длительность импульсов $1-7 \mu\text{s}$. По волноводному тракту СВЧ-мощность поступала в разрядную камеру диаметром 0.7 m и длиной 1 m , где с помощью диэлектрической линзы формировался слабо расходящийся волновой пучок. Перехваченное сферическим зеркалом (радиус зеркала $\approx 30 \text{ cm}$), расположенным на расстоянии 80 cm от линзы, линейно поляризованное излучение направлялось обратно навстречу волновому пучку. Вдоль оси камеры (оси x) устанавливалась характерная интерференционная картина с максимумами и минимумами амплитуды электрического поля. Отметим, что заметный вклад в распределение функции $F_0(\mathbf{r}) \propto |\mathbf{E}_0(\mathbf{r})|^2$ вносила также и волна, отраженная от расположенной напротив зеркала стенки разрядной камеры. Рис. 5 демонстрирует нормированные продольные распределения функции $F_0(x)$ на оси камеры вблизи фокуса (начало системы координат совмещено с фокусом) и в волновой зоне в области между фокусом и диэлектрической линзой. Расстояния между минимумами функции $F_0(x)$ на рис. 5, равные $\approx 1.2 \text{ cm}$ (рис. 5, a) и 1.3 cm (рис. 5, b) немного превышают величину $\lambda/2 = 1.15 \text{ cm}$, что, на наш взгляд, является следствием интерференции нескольких волновых пучков.

Величина амплитуды поля в периферийных максимумах лишь незначительно меньше значения A_{0f} в фокусе (примерно в 1.05 раз, см. рис. 5, a), следовательно, при выполнении условия $A_{0f} > 1.05 E_b$ плазменный канал может начать развиваться в любом из трех максимумов. Поэтому область локализации плазменного образования стабилизировалась в фокусе с помощью распространявшегося вдоль вектора $\mathbf{E}_0(x=0) = E_{0z} \mathbf{n}_z$ (\mathbf{n}_z — единичный орт) зеленого луча неодимового лазера (LF117, длительность импульса $\leq 15 \text{ ns}$, мощность $\sim 30-100 \text{ mW}$),

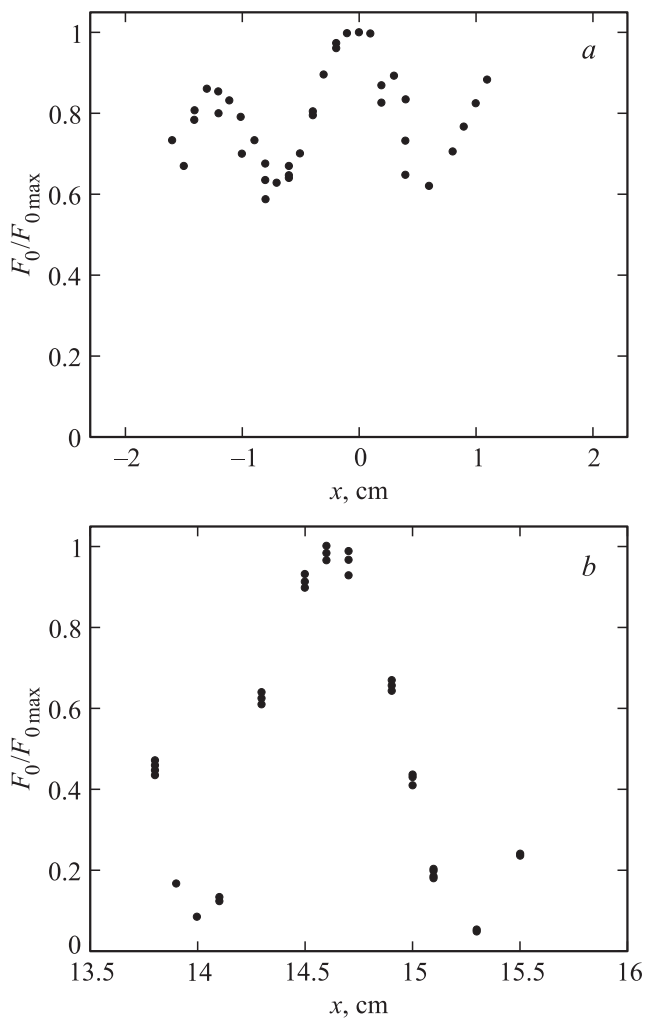


Рис. 5. Нормированные продольные распределения функции $F_0(x)$ на оси камеры в окрестности фокуса (а) и в волновой зоне (б). Функция $F_0(x)$ нормирована на локальные максимальные значения.

создававшего начальный фон электронной концентрации на оси z .

Динамика разряда исследовалась на основании анализа материалов фоторегистрации, осциллограмм сигналов микроволнового и оптического излучения из области разряда. Фотографирование производилось скоростной камерой PCO.SENSICAM со временем экспозиции $1-4 \mu s$ в плоскостях (x, z) (**кЕ**) и x, y (**кН**). С помощью полученных фотоматериалов оценивались размеры плазмоида. Микроволновое излучение принималось антенной (открытый конец центральной жилы кабеля) и через аттенюатор поступало на детектор. Динамика интенсивности свечения отслеживалась фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Сигналы с детектора и с ФЭУ визуализировались 4-х лучевым запоминающим осциллографом типа TDS 3014В.

Из фотографий следует, что плазменное образование удлиняется вдоль внешнего поля E_0 . В плоскости **кН** увеличивающаяся в размерах светящаяся область огра-

ничена эллипсом с полуосями a_x и a_y . После прекращения вытягивания видимые размеры плазмоида, который можно аппроксимировать заполненным плазмой эллипсоидом, таковы: $2b \approx 0.55\lambda$ (вдоль оси z), $2a_x \approx 2b/10$ и $2a_y \approx 3a_x$.

Антенна перемещалась в плоскости $z = 0$ (в этой плоскости амплитуда $|E_s|$ максимальна (2)) в волновой зоне в области между фокусом и диэлектрической линзой, расстояние между которыми равно примерно $0.55 m$ ($\approx 25\lambda$). Максимальное значение поступавшего на осциллограф сигнала достигалось при ориентации антенны параллельно оси плазмоида. Характерные осциллограммы сигналов, зарегистрированных приемной антенной и ФЭУ в трех точках на различных расстояниях от плазмоида, представлены на рис. 6. Осциллограммы свидетельствуют о наличии трех основных этапов эволюции плазменного образования, о которых говорилось во введении. В зависимости от места приема величина F возрастает (рис. 6, а), уменьшается (рис. 6, б), практически не изменяется (рис. 6, с) в результате развития плазменного канала. По завершении короткого этапа быстрого изменения сигналов с антенны и ФЭУ устанавливаются квазистационарные уровни принимаемой мощности микроволнового \hat{F} и оптического излучения. Величина \hat{F} зависит от квазистационарного зна-

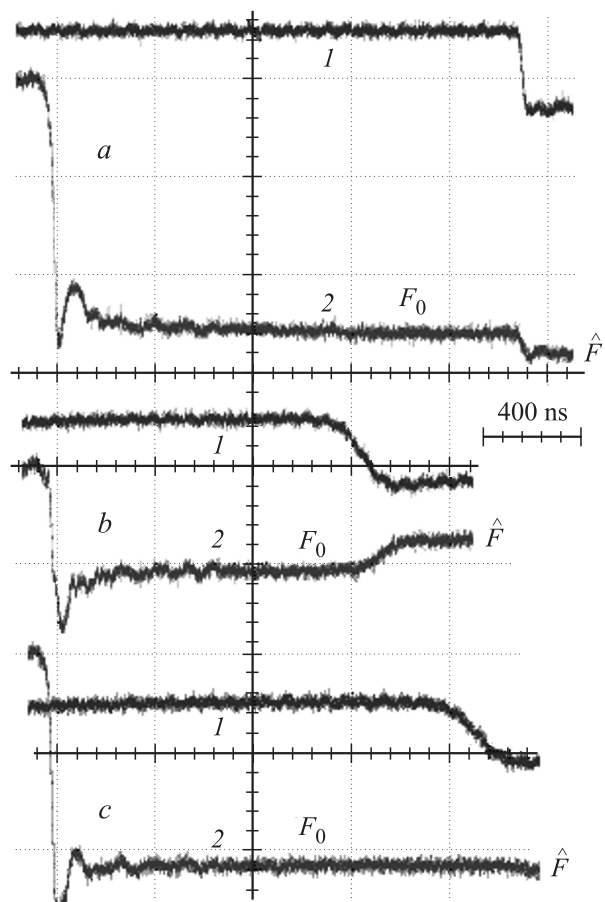


Рис. 6. Фрагменты осциллограмм с ФЭУ (1) и с приемной антенной (2) на различных расстояниях от плазмоида.

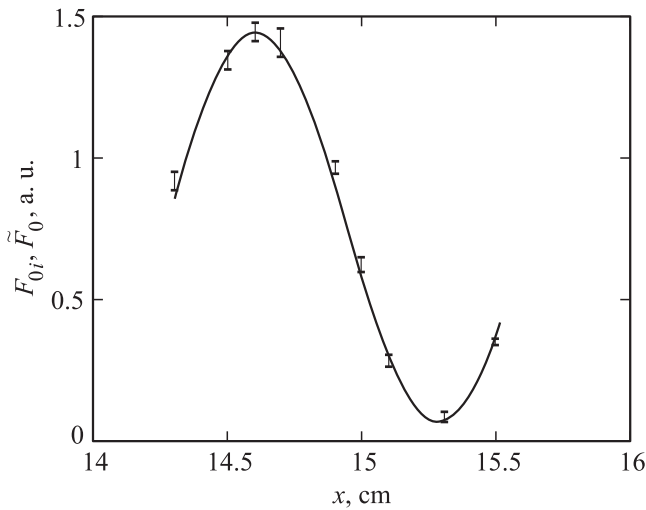


Рис. 7. Результат аппроксимации не возмущенного плазмой сигнала F_0 на оси разрядной камеры. $F_{0i}(x_i)$ — измерения (I), $\tilde{F}_0(x)$ — аппроксимирующая функция.

чения фазы $\hat{\varphi}$ (см. (10)): $\cos \hat{\varphi} > 0 \rightarrow \hat{F} > F_0 \rightarrow \hat{F}_* > 1$, $\cos \hat{\varphi} < 0 \rightarrow \hat{F} < F_0 \rightarrow \hat{F}_* < 1$. При выполнении условия $\hat{u}(\mathbf{r}) + 2 \cos \hat{\varphi}(\mathbf{r}) \approx 0$ ($\hat{F}_* \approx 1$) в состоянии квазиравновесия приемная антенна „не видит“ плазмойд, на наличие которого указывает сигнал с ФЭУ.

Установлено, что форма и размеры сформировавшегося плазменного канала, вид осциллограмм не зависят от давления в рассматриваемом диапазоне $1 \cdot 10^4 - 1.4 \cdot 10^4$ Па и от амплитуды поля в области значений $A_0 < 1.3E_b$.

Внутри разрядной камеры нам не удалось исключить влияние внешнего электрического поля на сигнал $\hat{F} \propto |\mathbf{E}_0 + \hat{\mathbf{E}}_x|^2$ в волновой зоне и создать условия для постановки „идеального“ эксперимента, позволяющего без особых трудностей (см. (9)) найти величину амплитуды нормированного дипольного момента $|\hat{d}_*|$. Поэтому при расшифровке осциллограмм использовалось соотношение (10), зависящее от неизвестного распределения фазы $\varphi_0(\mathbf{r})$ (это распределение учитывает взаимодействие электромагнитного излучения со всеми рассеивающими поверхностями внутри разрядной камеры).

Наиболее благоприятная ситуация для обработки данных опытов реализуется на оси x , где на коротком отрезке $x = 13.8 - 15.5$ см в волновой зоне (см. рис. 5, б) поле E_{0z} оказалось возможным аппроксимировать с помощью встречных плоских волн (17). Минимальное значение погрешности аппроксимации $\Delta_0(\tilde{P}_{0j}^{(\min)})$ (см. (19)) экспериментальных данных $F_{0i}(x_i)$ составляет примерно 30%. Для увеличения точности приближения этот интервал был разбит на два: 1) $x = 13.8 - 14.5$ см и 2) $x = 14.5 - 15.5$ см. Минимальное значение погрешности достигается на втором интервале $\Delta_0^{(2)}(\tilde{P}_{0j}^{(\min)}) \approx 0.1$ ($\Delta_0^{(1)}(\tilde{P}_{0j}^{(\min)}) \approx 0.2$). Результат аппроксимации экспериментальных данных демонстрирует рис. 7. Диапазон значений $x = 14.5 - 15.5$ см обладает еще одним преимуществом: внутри него квазистационарные значения

сигналов $\hat{F}_i(x_i)$ воспроизводятся по неизвестным пока причинам заметно стабильнее, чем на отрезке оси $x = 13.8 - 14.5$ см.

Исследование, проведенное в рамках схемы (17)–(21), привело к величине $|\hat{d}_*| \approx 0.6$. На рис. 8 отражены результаты обработки осциллограмм при давлении $P = 10^4$ Па в слабо надпробойном поле $A_{0f} \approx 1.1E_b$, а также для найденных параметров аппроксимации $\tilde{P}_{0j}^{(\min)}$, $\tilde{P}_{*j}^{(\min)}$ ($\tilde{P}_{*1}^{(\min)} \equiv |\hat{d}_*| = 0.6$) построена зависимость $\tilde{F}_*(x)$.

Дополнительная (контрольная) проработка исходного материала, основанная на условии $|\cos \hat{\varphi}| \leq 1$ (см. (12), (13)), дала массив представленных на рис. 9 значений $\eta_i^{\min}(x_i) \leq \max\{\eta_i^{\min}\} \leq |\hat{d}_*|$ (величины $\eta_i^{\max} \geq |\hat{d}_*|$ значительно превышают единицу). Как яв-

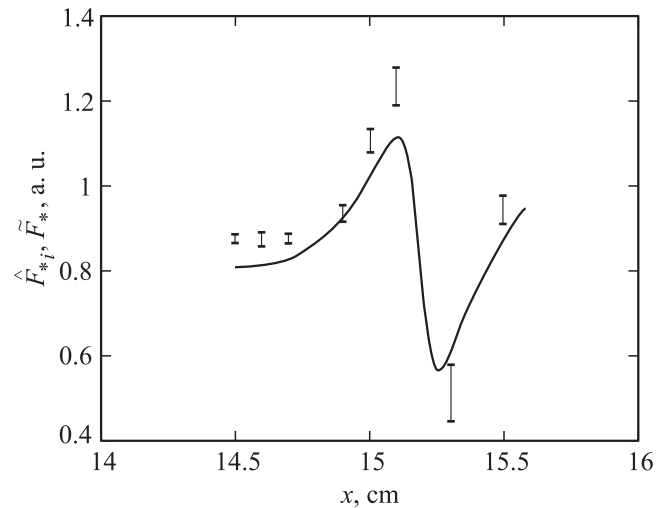


Рис. 8. Результат обработки экспериментальных данных $\hat{F}_{*i}(x_i)$ (I) и аппроксимирующая функция $\tilde{F}_*(x, |\hat{d}_*| = 0.6)$ в условиях разряда $P = 10^4$ Па, $A_{0f} \approx 1.1E_b$.

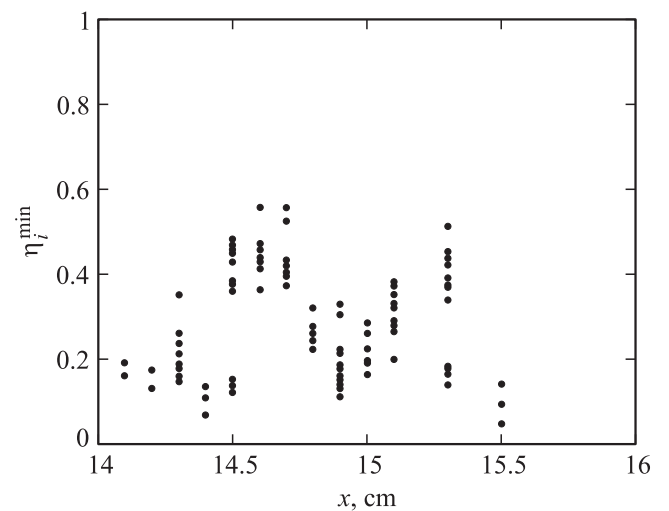


Рис. 9. Распределение полученных экспериментально значений $\eta_i^{\min}(x_i)$ на оси разрядной камеры в тех же условиях, что и на рис. 8.

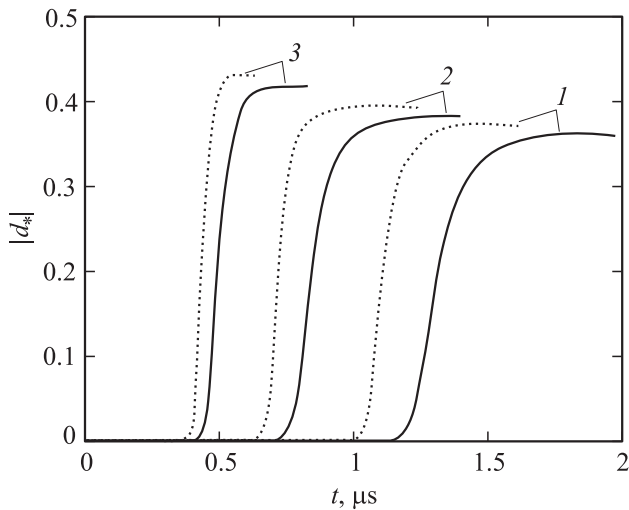


Рис. 10. Динамика амплитуды нормированного дипольного момента плазменного канала в воздухе при давлениях $P = 10^4$ (—), $1.4 \cdot 10^4$ Па (---) и значениях амплитуды $A_{0f} = 1.05E_b$ (1), $1.1E_b$ (2), $1.2E_b$ (3).

ствует из этого рисунка, в диапазоне $x = 14.5-15.5$ см существует интервал $x \approx 14.6-14.7$ см, внутри которого $\max_i \{\eta_i^{\min}\} \approx 0.6$. Следовательно, справедлива оценка снизу $|\tilde{d}_*| \geq 0.6$.

Суммируя полученные экспериментально (воздух, $P = 1 \cdot 10^4 - 1.4 \cdot 10^4$ Па, $A_{0f} < 1.3E_b$) сведения об амплитуде нормированного дипольного момента квазистационарного плазмоида $|\hat{d}_*|$, можно заключить, что величина $|\hat{d}_*|$ 1) практически не зависит от давления воздуха, 2) слабо нарастает при увеличении амплитуды внешнего поля, 3) находится в диапазоне значений

$$|\hat{d}_*| \approx 0.6 \pm 0.1. \quad (22)$$

Сопоставим теперь результат, полученный экспериментально, с результатами расчетов на основании интегральной электродинамической модели СВЧ-стримера [18], в рамках которой стример рассматривается как однородно заполненный плазмой цилиндр, а избыточный заряд Q^\pm сконцентрирован в области, максимальный линейный размер которой значительно меньше полудлины стримера.

Динамику амплитуды нормированного дипольного момента плазменного канала в воздухе при давлениях $P = 10^4$ и $1.4 \cdot 10^4$ Па и различных значениях амплитуды внешнего поля в фокусе A_{0f} представляет рис. 10. На всех графиках отчетливо видны основные этапы эволюции плазменного образования: начальный, короткий динамический этап быстрого изменения функции $|d_*(t)|$ и квазистационарный $|d_*(t)| \approx \text{const}$. Из рисунка следует, что квазистационарное значение нормированной амплитуды дипольного момента плазмоида практически не зависит от давления воздуха в рассматриваемом диапазоне и слабо нарастает при увеличении амплитуды внешнего электрического поля. Эти выводы согласуются

с результатами измерений, однако расчетное значение $|\hat{d}_*| \approx 0.4$ примерно в 1.5 раз меньше величины, установленной экспериментально. Исследование показало, что полученное отличие, скорее всего, связано с заложенным в модель упрощающим предположением о форме стримера и о размере области локализации избыточного заряда Q^\pm . Дальнейшее совершенствование модели предполагает учет сказанного.

Опираясь на величину $|\hat{d}_*| = 0.6$, оценим нормированную эффективную поверхность рассеяния $\hat{\sigma}_s^{pl}/\lambda^2$, амплитуды заряда $|\hat{Q}^\pm|$ и усредненного по длине канала тока $|\bar{I}_z|$, а также значения, ограничивающие усредненные по объему $V = 4\pi\hat{b}\hat{a}_x\hat{a}_y/3$ плазменного эллипсоида электронные проводимость $\bar{\sigma}_e$ и концентрацию \bar{N}_e .

Из выражения (4) следует, что величина нормированного радиолокационного сечения плазмоида

$$\hat{\sigma}_s^{pl}/\lambda^2 \approx 0.11 \quad (23)$$

в вышеописанных условиях пробоя примерно в 7.5 раз меньше, чем у полуволнового металлического вибратора (5).

После подстановки в выражения (7) и (8) значений $|\hat{d}_*| = 0.6$, $P = 75$ Torr, $\lambda = 2.3$ см, $\vartheta = 0.2$, $2\hat{b} \approx 0.55\lambda$, $\hat{a}_x \approx \hat{b}/10$, $\hat{a}_y \approx 1.5\hat{a}_x$, $A_{0f} = 1.1E_b$ находим

$$|\bar{I}_z| \approx 7 \text{ A}, \quad |\hat{Q}^\pm| \approx 0.1 \text{ nC}, \quad \bar{\sigma}_e > 0 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1},$$

$$\bar{N}_e > 10^{14} \text{ cm}^{-3}. \quad (24)$$

Подчеркнем, что эти оценки получены на основании только лишь данных опытов без привлечения каких-либо моделей.

Основные результаты

Предложен метод исследования интегральных характеристик тонкого по сравнению с длиной волны плазменного канала, основанный на использовании рассеянного излучения. Рассмотрены возможности метода в различных экспериментальных условиях. Указано на важную роль сведений о фазе внешнего электрического поля при расшифровке результатов опытов. Продемонстрировано, что отсутствие информации о пространственном распределении фазы можно компенсировать объемом измерений.

Предложенный способ диагностики апробирован в воздухе вблизи порога пробоя в диапазоне давлений $1 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^4$ Па с использованием плазменного диполя, сформировавшегося в результате развития микроволнового стримера. Экспериментальным путем найдена величина амплитуды нормированного дипольного момента квазистационарного плазмоида, напрямую связанная с другими интегральными характеристиками: эффективной поверхностью рассеяния, амплитудами полного заряда и усредненного по длине канала тока. Установлено, что эта величина практически не зависит от давления

воздуха и слабо нарастает при увеличении амплитуды внешнего поля. Оценены упомянутые интегральные характеристики, а также получены значения, ограничивающие снизу усредненные по объему электронную проводимость и концентрацию.

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

Список литературы

- [1] *Голант В.Е.* Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968. 328 с.
- [2] *Батанов Г.М., Грицинин С.И., Косый И.А.* и др. // Труды ФИАН. 1985. Т. 160. С. 174–203.
- [3] *Голубев С.В., Грицинин С.И., Зорин В.Г.* и др. // Высокочастотный разряд в волновых полях. Под ред. А.Г. Литвака. Горький: ИПФ АН СССР, 1988. С. 136–194.
- [4] *Бровкин В.Г., Колесниченко Ю.Ф., Хмара Д.В.* // Шаровая молния в лаборатории / Под ред. Р.Ф. Авраменко и др. М.: Химия, 1994. С. 119–136.
- [5] *Hidaka Y., Choi E.M., Mastovsky I.* et al. // IEEE T. Plasma Sci. 2008 Vol. 36. P. 936–937.
- [6] *Грицинин С.И., Колик Л.В., Косый И.А.* и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 12. С. 2293–2300.
- [7] *Brovkin V.G., Kolesnichenko Yu.F.* // J. Moscow Phys. Soc. 1995. Vol. 5. P. 23–38.
- [8] *Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Ким А.В.* и др. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. Вып. 8. С. 1064–1075.
- [9] *Кузовников А.А., Шибков В.М., Шибкова Л.В.* // ТВТ. 1996. Т. 34. Вып. 3. С. 349–354.
- [10] *Злобин В.В., Кузовников А.А., Шибков В.М.* // Вестник МГУ. 1988. Т. 29. Вып. 1. С. 89–91.
- [11] *Kolesnichenko Yu.F., Brovkin V.G., Khmara D.V.* et al. // AIAA 2003-362.
- [12] *Шибков А.А.* // ТВТ. 1996. Т. 34. Вып. 4. С. 525–530.
- [13] *Веденин П.В., Попов Н.А.* // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. Вып. 1. С. 49–63.
- [14] *Битюрин В.А., Бровкин В.Г., Веденин П.В.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 1. С. 96–105.
- [15] *Битюрин В.А., Бровкин В.Г., Веденин П.В.* // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 4. С. 141–143.
- [16] *Битюрин В.А., Бровкин В.Г., Веденин П.В.* // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. Вып. 21. С. 37–44.
- [17] *Битюрин В.А., Бровкин В.Г., Веденин П.В.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып. 3. С. 70–75.
- [18] *Битюрин В.А., Веденин П.В.* // ЖЭТФ. 2010. Т. 138. Вып. 3. С. 577–587.
- [19] Теоретические основы радиолокации / Под ред. Я.Д. Ширмана. М.: Советское радио, 1970. 560 с.