

Изучение большого числа распадов микроструй на поверхности жидкого металла показало наличие, как и при развитии «перетяжек», сплошного участка по длине струи. Однако делению подвержены, как правило, микроструи, поперечное сечение которых представляет собой эллипс с большим эксцентриситетом. Распад эллипсоидальных струй на две ветви экспериментально наблюдали также в работе [2].

Оценим, при каких эксцентриситетах эллиптическому цилиндру с полуосями a и b энергетически выгодно разделиться на два цилиндра радиуса r . Прежде всего отметим, что сохранение объема жидкости приводит к равенству площади эллипса (πab) площади сечения образующихся цилиндров ($2\pi r^2$). С другой стороны, условие того, что поверхностная энергия эллиптического цилиндра больше поверхностной энергии цилиндров после распада, можно записать в виде

$$L_3 = l\sigma > 4\pi r l\sigma, \quad (1)$$

где l — длина струи, σ — коэффициент поверхностного натяжения; $L_3 = 4aE(e, \pi/2)$ — периметр эллипса, $e = \sqrt{a^2 - b^2}/a$ — эксцентриситет, $E(e, \pi/2)$ — полный эллиптический интеграл второго рода.

Из условия (1) следует, что рассматриваемый распад энергетически выгоден при $a/b > 4.4$, $e > 0.97$.

На рис. 2 показана область существования неустойчивости деления на две ветви в координатах: a — большая полуось, b — малая полуось эллипса, сплошная линия соответствует отношению $a/b = 4.4$, крестиками отмечены наблюдающиеся экспериментальные значения a и b для делящихся струй.

Рис. 2. Область существования неустойчивости деления микроструй (заштрихована).

Из приведенного графика следует, что именно микроструи с большой эллиптичностью подвержены распаду на ветви. Однако проведенная выше оценка области существования неустойчивости не учитывает конечных размеров микроструй. Между тем развитие на фронте струи возмущений при наличии двух радиусов кривизны может быть ответственным за распад микроструй.

В заключение отметим, что при малой эллиптичности наблюдаются колебания эллипсоидальной струи без распада на ветви, но с поворотом плоскости эллипса вокруг оси струи [3].

Список литературы

- [1] Бадан В. Е., Владимиров В. В., Порццкий В. Я. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 6. С. 1197—1198.
- [2] Гольфельдер О. // Двигатели внутреннего сгорания. ОНТИ СССР, 1936. Т. 1. С. 55—81.
- [3] Адамсон А. Физическая химия поверхности. М.: Мир, 1979. 568 с.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
10 августа 1988 г.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА РЕДУКЦИИ К СВЧ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ УДАРНЫХ ВОЛН В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

А. П. Ершов, С. В. Клишин, А. А. Кузовников, С. Е. Пономарева, Ю. П. Пытьев

Структура заряженной компоненты ударных волн (УВ) в неизотермической плазме вызывает в последнее время значительный интерес [1—3]. Одним из методов ее диагностики является СВЧ интерферометрия, примененная в [4, 5] для изучения структуры УВ в плазме тлеющего разряда. Однако типичные длины волн $\lambda = 0.4—3$ см, применяемые при исследовании слабоионизованной плазмы, не позволяют получить высокое пространственное разрешение, кото-

рое принципиально не может быть лучше λ . Чтобы обойти эту трудность, используют СВЧ интерферометры с двухпроводной линией [6]. Однако при этом теряется одно из преимуществ СВЧ метода — бесконтактность. Значительно большая общность может быть достигнута при использовании современных методов обработки измерений, основанных на применении аппарата решения некорректно поставленных задач. В данной работе предложена и апробирована обработка сигнала СВЧ интерферометра, применяемого для регистрации структуры электронной компоненты УВ в газоразрядной плазме, на основе метода редукции [7-9].

Структура УВ в плазме изучалась на установке, которая представляет собой ударную трубу диафрагменного типа круглого сечения $\varnothing 45$ мм с разрядной секцией, выполненной из калиброванной кварцевой трубы того же диаметра. В ней зажигался поперечный емкостный ВЧ разряд с внешними электродами на частоте $f=40$ МГц и протяженностью ~ 30 см. Рабочим газом служил воздух в области давлений $p=10^1-10^2$ Па. Значения концентрации электронов лежали в диапазоне $n_e=10^{10}-10^{11}$ см $^{-3}$. Число Маха УВ составляло $M=2-3$.

Для диагностики электронной компоненты УВ использовался восьмимиллиметровый СВЧ интерферометр с диэлектрическими антеннами, собранный по классической схеме [10]. Отношение длины антенн к диаметру составляло ~ 20 , обеспечивая близкий к минимальному угол расходимости пучка [11]. Поскольку в эксперименте выполнялись соотношения $\nu \ll \omega$, $d/\lambda \approx 5$ (ν и ω — частоты столкновений электронов с молекулами и зондирующей волны соответственно, d — диаметр плазменного столба), то можно пренебречь затуханием зондирующей волны и использовать для плазменного цилиндра модель плоского слоя в приближении геометрической оптики [11]. Учтем также, что при однородности плазмы поперек направления зондирования (т. е. в отсутствие УВ) в силу условия $n_e \ll 0.1 n_{e \text{ кр}}$ ($n_{e \text{ кр}}=10^{13}$ см $^{-3}$) связь между измеряемым фазовым сдвигом $\Delta\varphi$ и средней концентрацией электронов $\langle n_e \rangle =$

$$= 1/d \int_0^d n_e(r) dr \text{ является линейной [10]}$$

$$\Delta\varphi = -\pi G \frac{d}{\lambda} \frac{\langle n_e \rangle}{n_{e \text{ кр}}}, \quad (1)$$

причем G практически не зависит от вида $n_e(r)$ и близка к 1, а величина $\Delta\varphi < \pi/2$, т. е. измеряемый сигнал прямо пропорционален $\langle n_e \rangle$.

При наличии УВ плазма неоднородна поперек направления зондирования. Если фронт УВ в разряде близок к плоскому, то задача является одномерной, и тогда измеряемый сигнал связан с заряженной компонентой УВ $n_e(x-vt)$ интегральным соотношением

$$\Delta\varphi(t) = C \int_{-\infty}^{\infty} a(x) n_e(x-vt) dx, \quad (2)$$

где $a(x)$ — аппаратная функция прибора, C — константа.

Аппаратная функция интерферометра $a(x)$ определялась экспериментально. При этом с помощью диэлектрического (пенопластового) цилиндра с плоским торцом, перемещаемого в трубе, моделировалась ступенчатая функция $\text{sgn}(x)$. Схема измерения имеет вид

$$\xi(t_j) = \int_{-\infty}^{\infty} \text{sgn}(x-vt_j) a(x) dx + \tilde{\nu}(t_j), \quad j=1, \dots, N, \quad (3)$$

где $\xi(t_j)$ — выходной сигнал СВЧ интерферометра, $\tilde{\nu}(t_j)$ — шум с нулевым средним ($E\tilde{\nu}=0$, E — символ математического ожидания) и корреляционным оператором Σ . Оценка для функции $a(x)$ была получена методом математической редукции [7-9]. При этом $a(x)$ рассматривалась как случайная функция и задача редукции решалась в модели $[B, \alpha_0, \tilde{F}, \Sigma]$ схемы измерения (3), где B — интегральный оператор с ядром $\text{sgn}(x-vt)$, $\alpha_0 = E a$ — среднее значение функции $a(x)$, \tilde{F} — корреляционный оператор $a(x)$.

В такой модели оператор редукции \tilde{R} находится из вариационной задачи

$$\inf \{E \|\tilde{R}'\xi - a\|^2 \mid \tilde{R}'\} = E \|\tilde{R}\xi - a\|^2. \quad (4)$$

Согласно [7], при невырожденном операторе $\tilde{S} = B\tilde{F}B^* + \Sigma$ оператор редукции \tilde{R} равен $\tilde{R} = \tilde{F}B^*\tilde{S}^{-1}$, а полная погрешность редукции \tilde{h} равна $\tilde{h} = E \|\tilde{R}\xi - a\|^2 = \text{tr}(\tilde{F} - \tilde{R}B\tilde{F})$. Оценка $\hat{a}(x)$ для аппаратной функции $a(x)$ имеет вид $\hat{a} = \tilde{R}(\xi - B\alpha_0) + \alpha_0$. Чтобы обеспечить более высокую точность оценки \hat{a} , вектор ξ измерялся несколько раз. На рис. 1

представлена эта оценка. Асимметрия кривой обусловлена, вероятно, несовпадением осей излучающей и приемной антенн интерферометра.

Схему измерения заряженной компоненты $n_e(x-vt)$ в системе координат $x'=x-vt$, движущейся вместе с ударной волной, можно записать в виде

$$\xi(t_j) = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(x' + vt_j) n_e(x') dx' + \nu(t_j), \quad j = 1, \dots, N, \quad (5)$$

где $\xi(t_j)$ — выходной сигнал СВЧ интерферометра, $\nu(t_j)$ — шум с нулевым средним и корреляционным оператором Σ .

Для получения оценки \hat{n}_e профиля заряженной компоненты $n_e(x')$ решалась задача редукции в модели $[A, n_{e0}, F, \Sigma]$, где A — интегральный оператор с ядром $\alpha(x'+vt)$, $n_{e0} = En_e$ — математическое ожидание для n_e , F — корреляционный оператор функции $n_e(x')$.

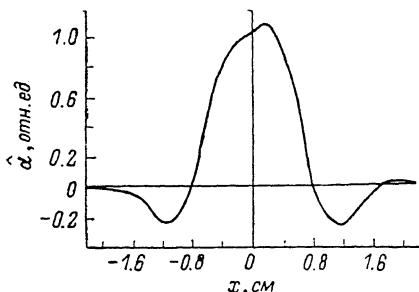


Рис. 1. Аппаратная функция $\hat{\alpha}(x)$ СВЧ интерферометра, найденная методом редукции.

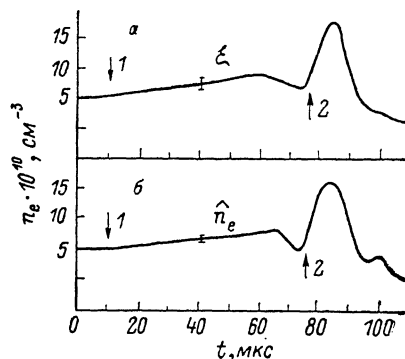


Рис. 2. Профиль концентрации электронов.

a — результат измерений (на расстоянии 5 см от границы плазмы) $\xi(t)$, b — результат математической обработки $\hat{n}_e(x-vt)$; 1 — момент входа УВ в разряд, 2 — положение фронта УВ.

Для подтверждения эффективности метода приведем результат обработки профиля концентрации электронов при распространении УВ с $M-3$ в плазме поперечного ВЧ разряда при $p=10$ Па. Сигнал интерферометра фиксировался на экране двухлучевого запоминающего осциллографа С8-17 (рис. 2, a). Положение фронта УВ определялось с помощью пьезодатчика с кварцевым стержнем, аналогичного [2]. Вхождение УВ в разряд приводит к слабому, но монотонному росту концентрации электронов, которая падает перед фронтом УВ и резко увеличивается на фронте. Результат обработки — оценка $\hat{n}_e = R(\xi - An_{e0}) + n_{e0}$ для $n_e(x')$ (рис. 2, b). Математическая обработка сигнала позволяет четко диагностировать предвестник УВ в виде волны разрежения размером ~ 1 см и степень разрежения относительно невозможной величины n_e порядка 30 %.

Измерение температуры электронов T_e по излучению 2^+ и 1^- систем N_2 показывает, что перед фронтом УВ существует зона охлаждения электронов той же протяженности [12]. Ее существование обусловлено охлаждением электронов за фронтом УВ и его выносом за счет электронной теплопроводности. Падение прямой ионизации и уход электронов на стенку за счет амбиполярной диффузии с характерным временем ~ 20 мкс тогда и приводит к наблюдаемому понижению n_e перед фронтом УВ.

Таким образом, предлагаемая методика позволила экспериментально зарегистрировать в слабоионизованной неизотермической плазме газового разряда новый тип теплопроводных предвестников в виде волны разрежения заряженной компоненты.

Список литературы

- [1] Авраменко Р. Ф., Рухадзе А. А., Теселкин С. Ф. // Письма в ЖЭТФ, 1981. Т. 34. Вып. 9. С. 485—488.
- [2] Басаргин И. В., Мишин Г. И. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 4. С. 209—215.
- [3] Данилов А. В., Теселкин С. Ф. // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. 1984. Т. 25. № 5. С. 121—125.
- [4] Ершов А. П., Щербаков А. Н., Васильев О. Г. и др. Препринт МГУ. № 18/1986. М., 1986.

- Горшков В. А., Климов А. И., Мишин Г. И. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 10. С. 1983—1898.
- [6] Жихарева Т. В., Заварин Д. Г., Тумакаев Г. К. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 3. С. 477—485.
- [7] Пытьев Ю. П. // Мат. сб. 1985. Т. 126 (168). № 4. С. 543—565.
- [8] Пытьев Ю. П. // Мат. сб. 1983. Т. 20. (162). № 2. С. 240—272.
- [9] Пытьев Ю. П. // Мат. сб. 1982. Т. 118. (160). № 1 (5). С. 19—49.
- [10] Голант В. Е. СВЧ методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968. 328 с.
- [11] Хилд М., Уортон С. Микроволновая диагностика плазмы. М.: Атомиздат, 1968. 392 с.
- [12] Ершов А. П., Кузовников А. А., Пономарева С. Е., Шибков В. М. // Тез. докл. Всесоюз. семинара «Процессы ионизации с участием возбужденных атомов». I, 1988. С. 127—128.

Московский
государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
24 августа 1988 г.

09; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

ДОМИНИРОВАНИЕ ВЫСШЕЙ МОДЫ В СПЕКТРЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ВОЛНОВОДЕ С ДИЭЛЕКТРИКОМ

Г. П. Фоменко, А. С. Шлапаковский

В последнее время вопросы взаимодействия релятивистских электронных пучков с диэлектрическими замедляющими системами привлекают к себе внимание в связи с возможностью создания источников коротковолнового излучения — черенковских мазеров и лазеров на свободных электронах [1]. В работах [2, 3] было показано, что с ростом энергии пучка увеличивается частота, отвечающая максимальному инкременту в спектре неустойчивости, что соответствует синхронизму пучка с высшими волноводными модами. Однако при этом нет заметного преобладания по инкременту какой-либо моды над остальными [3]. Такого преобладания легко достичь над более высокочастотными модами, поскольку их поле сильнее прилипает к поверхности диэлектрика, нужно только подобрать расстояние между диэлектриком и пучком. Менее ясно, как ослабить взаимодействие на более низких частотах.

В этой связи интерес вызывают коаксиальные системы с частичным диэлектрическим заполнением. Основная мода этих волноводов, квази- T -волна, подобно T -волне обычного коаксиала, не имеет критической частоты, но в отличие от нее имеет E_z -составляющую поля и обладает дисперсией. При этом ее фазовая скорость лежит в интервале $c/\sqrt{\epsilon} < v_\phi < v_{\max}$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость; v_{\max} — предельное значение при частоте, стремящейся к нулю [4]. Отсюда следует, что для релятивистского пучка, скорость которого $u > v_{\max}$, исключается синхронизм с наиболее длинноволновой модой такой системы. Однако отсутствие синхронизма с пучком само по себе не означает невозможности взаимодействия на низких частотах. Здесь играет важную роль величина тока пучка: при больших токах неустойчивость развивается за счет синхронизма с медленной пучковой волной, т. е. при $v_\phi < u$. Поэтому для выяснения возможности доминирования высшей моды в спектре неустойчивости при больших токах пучка необходим анализ численного решения соответствующего дисперсионного уравнения.

В настоящей работе подобный анализ проведен для ленточного пучка в плоском волноводе с диэлектрическим слоем (рис. 1). Такая геометрия хорошо моделирует коаксиальную, если предположить, что поперечный размер внутреннего проводника много больше расстояния между проводящими поверхностями, и ограничиться азимутально-симметричными возмущениями. Пучок считается полностью замагниченным, моноэнергетическим и бесконечно тонким.

Процедура получения дисперсионного уравнения отличается от описанной в [3] лишь одним граничным условием. Приведем итоговый результат

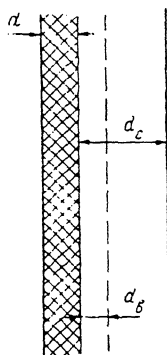


Рис. 1. Геометрия системы.