

б) близость расположения максимумов интенсивности диффузного рассеяния к положению рефлексов X-фазы;

в) исчезновение эффектов диффузного рассеяния после выделения X-фазы.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Монасевич Л. А., Паскаль Ю. И. Физ. мет. и металловедение, 1980, 49, с. 813. [2] Gupta S. P., Mikhherjee K., Johnson A. A. Mat. Sci. and Engineering, 1973, 11, p. 283. [3] Wasilewski R. J., Butler S. R. et al. Metall. Trans., 1971, 2, p. 229. [4] Kolomytsev V. I., Lobodyuk V. A., Khandos L. G. Phys. Stat. Solidi (a), 1978, 50, p. K 127. [5] Sandrock G. D., Perkins A. J., Hehemann R. F. Metall. Trans., 1971, 2, p. 2769. [6] Хунджа А. Г., Захарова М. И. Физ. мет. и металловедение, 1981, 51, с. 1116.

Поступила в редакцию  
18.01.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 6

УДК 533.925

### ПОГЛОЩЕНИЕ СВЧ-ВОЛНЫ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ ВНУТРИ ВОЛНОВОДА

П. С. Булкин, С. А. Двинин, Г. С. Солнцев

(кафедра электроники)

В работе исследуются особенности взаимодействия СВЧ-поля с созданной посторонним источником ограниченной плазмой с высокой концентрацией электронов  $n_e$  при низком давлении газа. При таких условиях возникает резонансное усиление поля в участках плазмы, где концентрация  $n_e$  близка к критической концентрации  $n_{кр} = m\omega^2/4\pi e^2$  ( $\omega$  — частота поля), что вызывает перераспределение его вдоль силовых линий.

Плазма создавалась мощным СВЧ-импульсом ( $f_1 = 2,8$  ГГц,  $\tau_1 = 3$  мкс, частота повторения 400 Гц) в трубке с водородом ( $p = 5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст.) радиусом  $R = 1$  см и высотой  $b = 3,4$  см, установленной в волноводе размерами  $34 \times 72$  мм перпендикулярно его широким стенкам. Нагревающий СВЧ-импульс ( $f_2 = 3$  ГГц,  $\tau_2 = 1,2$  мкс, длительность переднего фронта менее 0,1 мкс) позволяет получать поля  $E_0$  в волноводе до  $10^3$  В/см. Он мог быть задержан относительно импульса  $\tau_1$  на произвольное время  $\theta$  и таким образом воздействовать на плазму послесвечения с различной концентрацией  $n_e$ , определяемой моментом распада.

Диагностика плазмы производилась с помощью СВЧ-интерферометра ( $\lambda = 8$  мм), который измерял усредненную по диаметру концентрацию  $n_e$  в среднем по высоте сечения трубки. Проводилось также измерение коэффициентов поглощения  $\eta$  и отражения  $\rho$  СВЧ-волны (по мощности).

Поглощение СВЧ-волны плазмой носит резко выраженный пороговый характер. Если импульс  $\tau_2$  действует в момент времени, когда  $n_e < n_{кр}$ , то  $\eta \leq 2\%$ . Если же нагревается плазма с высокой концентрацией  $n_e$  ( $n_e > n_{кр}$ ), то  $\eta$  возрастает до 30—40%. При этом, в отличие от  $\rho$ , коэффициент поглощения  $\eta$  изменяется немонотонно, достигая максимума при некоторой  $n_e$  (рис. 1, 2).

Расчет  $\eta$  и  $\rho$ , а также распределения поля вдоль оси разряда проведен в квазистационарном приближении в предположении однородно-

сти  $n_e$  по сечению трубки и косинусоидального распределения по оси трубки  $OZ$ . Предполагалось, что ограничение поля в области резонанса вызвано столкновениями электронов с атомами, а пространственная дисперсия и нелинейные эффекты отсутствуют. Оценки показывают [1, 2], что в условиях эксперимента ограничение поля определяется про-

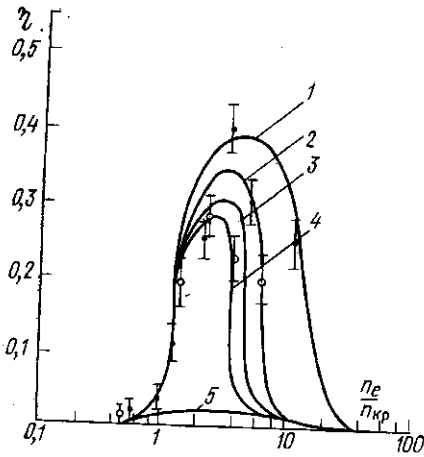


Рис. 1. Зависимость  $\eta$  от  $n_e/n_{кр}$ :  $T_e=0,13$  (1); 1,3 (2); 2,3 (3) и 4,1 (4) эВ; 5 — однородный столб плазмы;  $\circ$  — эксперимент при  $E_0=620$  В/см;  $\bullet$  —  $E_0=270$  В/см

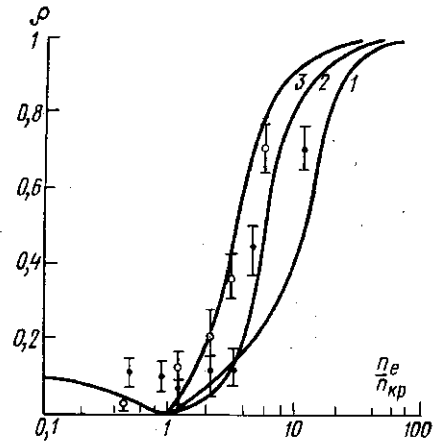


Рис. 2. Зависимость  $\rho$  от  $n_e/n_{кр}$ :  $T_e=0,13$  (1) и 4,1 (2) эВ; 3 — однородный столб плазмы;  $\circ$  — эксперимент при  $E_0=620$  В/см;  $\bullet$  —  $E_0=270$  В/см

цессом трансформации волны СВЧ в плазменную волну. Однако, как отмечено в работе [1], если плазменные волны затухают, не доходя до стенок трубки, то поглощенная в резонансной области энергия совпадает с рассчитанной по столкновительному механизму. Это позволяет сопоставить данные расчета с экспериментом.

Проводимость  $Y_{пл}$ , вносимая плазмой в волновод, может быть записана в виде [3]:

$$Y_{пл} = \frac{i\omega}{4\pi} \pi R^2 \left[ \frac{1}{\int_0^b \frac{dz}{\varepsilon(z)}} - \frac{1}{b} \right]. \quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость материала стенок ( $\varepsilon_{ст} = 5,2$ ) и плазмы:

$$\varepsilon = 1 - \frac{n_e}{n_{кр}} \frac{1 + i\nu/\omega}{1 + \nu^2/\omega^2}, \quad (2)$$

$\nu$  — частота столкновений электрона с атомами. Проводимость плазмы, отнесенная к волновой проводимости волновода, имеет вид

$$Y = 4\pi i \frac{\lambda_b \pi R^2}{\lambda^2 a} \left[ \left( \frac{1}{b} \int_0^b \frac{dz}{\varepsilon(z)} \right)^{-1} - 1 \right]. \quad (3)$$

Здесь  $\lambda_b$  и  $\lambda$  — соответственно длина волны в волноводе и в свободном пространстве,  $a$  — ширина волновода.

Из (3) были получены коэффициенты отражения  $R$  и передачи  $T$  по полю [4]:

$$R = \frac{Y}{2+Y}, \quad T = \frac{2}{2+Y}, \quad (4)$$

а также  $\rho$  и  $\eta$ .

На рис. 1, 2 экспериментально найденная для момента 0,2 мкс после начала импульса зависимость  $\eta$  и  $\rho$  от  $n_e/n_{кр}$  при  $E_0=270$  В/см и  $E_0=620$  В/см сопоставлена с расчетом. Немонотонное изменение  $\eta$  с ростом  $n_e$  объясняется уменьшением ширины резонансной области и вытеснением СВЧ-поля в пристеночный слой.

При расчетах вводилась поправка на ненулевые значения  $n_e$  у границ плазмы [5]. На рис. 1, 2 приведены расчетные кривые  $\eta(n_e/n_{кр})$  и  $\rho(n_e/n_{кр})$  для косинусоидального и однородного распределения  $n_e(z)$  при различных температурах электронов  $T_e$ . Точность измерений  $\eta$  и  $\rho$  не позволяет из сравнения экспериментальных данных с расчетными определить  $T_e$ . Однако ясно видно, что при одной и той же величине  $n_e/n_{кр}$  экспериментальные точки для  $E_0=620$  В/см соответствуют более высоким  $T_e$ , чем для  $E_0=270$  В/см.

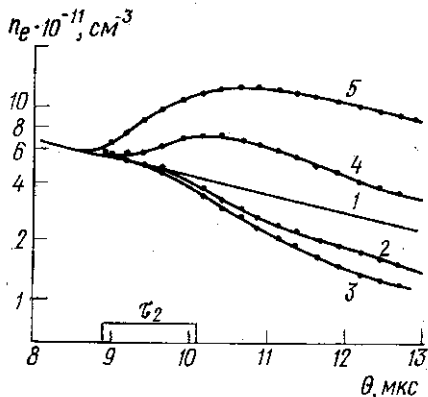


Рис. 3. Временной ход  $n_e$  при воздействии нагревающего импульса  $\tau_2$ :  $E_0=0$  (1), 40 (2), 100 (3), 420 (4) и 1090 (5) В/см

При  $n_e/n_{кр} \geq 5$  наблюдается значительное отклонение экспериментальных точек от кривых постоянной  $T_e$ . Это может быть связано с тем, что расчет [4] не учитывает радиального ослабления СВЧ-поля вследствие скин-эффекта, в то время как при  $n_e/n_{кр} \geq 5$  толщина скин-слоя становится меньше радиуса трубки.

Представляет интерес выяснить, как зависит скорость  $dn_e/dt$  от величины нагревающего СВЧ-поля. На рис. 3 представлен временной ход  $n_e(t)$  под действием нагревающего импульса  $\tau_2$  при одной и той же начальной концентрации электронов, но разных  $E_0$ . При  $E_0=40$  В/см скорость распада плазмы больше, чем в отсутствие поля из-за роста скорости амбиполярной диффузии ( $dn_e/dt < 0$ ). Еще более увеличивается скорость распада плазмы при  $E_0=100$  В/см. При  $E_0=420$  В/см и  $E_0=1090$  В/см нагрев электронов возрастает настолько, что число возникающих благодаря ионизации газа электронов превосходит число рекомбинирующих на стенках ( $dn_e/dt > 0$ ). При этом чем выше  $E_0$ , тем раньше внутри импульса  $\tau_2$  проявляется нагрев электронов. Через 2—3 мкс после окончания нагревающего импульса электроны остывают, и восстанавливается скорость распада плазмы, которая была до наложения импульса. Такое время релаксации температуры электронов согласуется с расчетом, выполненным Винклером и Вильгельмом [6].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Голант В. Е., Пилия А. Д. УФН, 1971, 104, № 3, с. 413. [2] Буланов С. В., Коврижных Л. М. Физика плазмы, 1976, 2, № 1, с. 105 [3] Everhart E., Brown S. B. Phys. Rev., 1949, 76, № 6, p. 839. [4] Голант В. Е.

УДК 534.2

## ИТЕРАЦИОННЫЙ АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ РАССЕЯНИЯ

В. А. Буров, А. А. Горюнов, А. В. Сасковец

(кафедра акустики)

Одним из достаточно эффективных методов решения обратных задач рассеяния томографического типа, учитывающих процесс перерасеяния, является итерационный способ решения.

Будем исходить, следуя, например [1, 2], из следующего уравнения рассеяния волны на дискретном рассеивателе

$$Q(E - \varepsilon R)^{-1} \varepsilon P f_0 = u, \quad (1)$$

где  $Q, P, R$  — операторы распространения поля с ядром  $e^{ik|\mathbf{R}|}/|\mathbf{R}|$  из области рассеяния  $\mathcal{R}$  в область приема  $Y$ , из области излучения  $X$  в область  $\mathcal{R}$  и внутри области  $\mathcal{R}$  соответственно;  $\varepsilon$  — оператор, описывающий рассеиватель и представляющий собой диагональную матрицу;  $E$  — единичный оператор;  $f_0 = \text{div } \mathbf{f}$  ( $\mathbf{f}$  — вектор объемной силы излучателей);  $u$  — рассеянное поле.

Рассмотрим следующий итерационный алгоритм решения уравнения (1), ограничиваясь конечномерным описанием рассеивателя и вектора наблюдаемого поля

$$Q(E - \varepsilon^j R)^{-1} \varepsilon^{j+1} P f_0 = u, \quad (2)$$

где  $j$  — номер итерации. Покажем, что алгоритм (2) является сходящимся, при этом, не ограничивая общности рассуждений, будем считать матрицу  $Q$  квадратной, т. е. будем полагать, что число дискретных рассеивателей, описывающих данную рассеивающую область, равно числу точек приема. В этом случае матрица  $Q$  имеет обратную и эволюционное уравнение, соответствующее (2), может быть записано в виде

$$(E - \varepsilon^j R) \mathbf{T} = [P f_0] \left( \varepsilon^j + \frac{d\varepsilon^j}{dt} \right), \quad (3)$$

где  $\mathbf{T} = Q^{-1}u$ ,  $[P f_0]$  — вектор  $P f_0$ , преобразованный в диагональную матрицу ( $[P f_0] = \text{diag } P f_0$ ), а приращение  $\Delta t$  считается единичным. От (3) легко перейти к системе дифференциальных уравнений для  $\varepsilon$ , имеющей вид

$$[P f_0] \frac{d\varepsilon}{dt} + ([P f_0] + [RT]) \varepsilon = \mathbf{T}, \quad (4)$$

где  $[RT]$  — вектор  $RT$ , преобразованный в диагональную матрицу. Соотношение (4) представляет собой совокупность дифференциальных уравнений, интегрируемых независимо друг от друга в силу диагональ-