

На рис. 2—5 представлены зависимости коэффициентов прохождения (T_{01}) и отражения ($|r_{01}|$) для H -поляризованной волны от параметров структуры (геометрические размеры решетки и диэлектриков приведены по отношению к периоду решетки). В подписях к рисункам указаны электрические параметры (ϵ_i, μ_i), отличные от единицы.

Анализируя графики, отметим, что на плавные изменения интегральных характеристик поля, связанные с резонансами по толщине решетки и диэлектрических слоев, накладываются резкие скачки, названные аномалиями при исследовании тонких решеток с диэлектрическими слоями [3]. На местоположение аномалий значительно влияет частота падающего поля (рис. 2), угол падения волны (рис. 3), геометрические и электрические параметры магнитодиэлектриков (рис. 4, 5). Параметры решетки (высота брусьев, ширина щели) незначительно влияют на местоположение аномалий (рис. 3, 4).

Подбором геометрических и электрических параметров исследуемой структуры можно создавать устройства с требуемыми свойствами. Так, при $h=2$ (рис. 3) в достаточно широком диапазоне углов ($20^\circ \leq \alpha \leq 40^\circ$) получаем значение амплитуд прошедшего поля $|d_0| \geq 0,9$, при изменении толщины брусьев ($h=0,5$) область максимальных значений коэффициента прохождения уменьшается. Влияние геометрических и электрических параметров магнитодиэлектриков на аномалии в рассеянном поле можно использовать для определения диэлектрической и магнитной проницаемостей сред (ϵ, μ), в спектрометрии для точного измерения толщины диэлектриков, а также для диагностики расслоений, при конструировании частотных и поляризационных фильтров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана—Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн.— Харьков: Гос. ун-т, 1971.— 400 с.
2. Адонина А. И. Статья депонирована в УкрНИИТИ, рег. № 1816УК-85. Деп. от 19 августа 1985 г.
3. Адонина А. И. Статья депонирована в ВИНТИ, рег. № 2334-74. Деп. от 22 августа 1974 г.

Харьковский государственный университет

Поступила в редакцию
3 декабря 1985 г

УДК 538.576.23

ЗАХВАТ И УВЛЕЧЕНИЕ ПАКЕТОВ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН В ЗАКРИТИЧЕСКИЕ ОБЛАСТИ ПЛАВНО НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД НИЗКОЧАСТОТНЫМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ

Е. М. Громов, И. Н. Диденкулов, В. И. Таланов

Вопросы проникновения ВЧ волны в закритические области неоднородных сред обсуждались ранее для интенсивных ВЧ волн, под действием которых происходит существенная нелинейная перестройка параметров среды [1—6]. В настоящей работе проникновение ВЧ сгустков в закритические области связывается с переносом сгустков НЧ возмущениями среды. Аналогичен рассматриваемому механизм увлечения ВЧ сгустков в закритические области неоднородных волноводов НЧ колебаниями их границ.

В качестве модельной рассмотрим задачу об эволюции одномерного волнового поля $\Psi(z, t)$, описываемого в безразмерных переменных уравнением типа Шредингера

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - V(z, t) \Psi = 0 \quad (1)$$

с потенциалом

$$V(z, t) = (z/2) + \tilde{V}(z - at),$$

где $\tilde{V}(z - at)$ — НЧ возмущение потенциала, движущееся со скоростью $a > 0$ в область высоких значений стационарного потенциала $V_0(z) = z/2$. Уравнение (1) заменой независимых переменных $\xi = z - at$, $t' = t$ и искомой функции $\Psi = \Psi(\xi, t) \times \exp(i a \xi - i a t^2/4)$ приводится к виду

$$i \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \tilde{\Psi}}{\partial \xi^2} + \left[\frac{a^2}{2} - \frac{\xi}{2} - \tilde{V}(\xi) \right] \tilde{\Psi} = 0,$$

из которого следует, что при возмущениях потенциала $\tilde{V}(\xi)$ типа «ям» или «горбов» возможно существование увлекаемых в область $z > 0$ метастабильных состояний

$$\bar{\Psi}_n = \bar{\Psi}_n(\xi) \exp\left(-i\mu_n t - i \frac{at^2}{4} + ia\xi\right),$$

частота которых $\omega_n = \text{Re } \mu_n + (a/2)t$ монотонно растет со временем. Глубина проникновения поля при этом составляет $z_{\text{нр}} = 2a|\text{Im } \mu_n|^{-1}$. Величина достигаемого сдвига частоты больше для нижних слабозатухающих состояний. Заметим, что при возмущениях потенциала типа ускоренно движущихся «ям» ($\dot{a} = -1/2$) возможны и неизлучающие состояния поля с переменной по z мгновенной частотой.

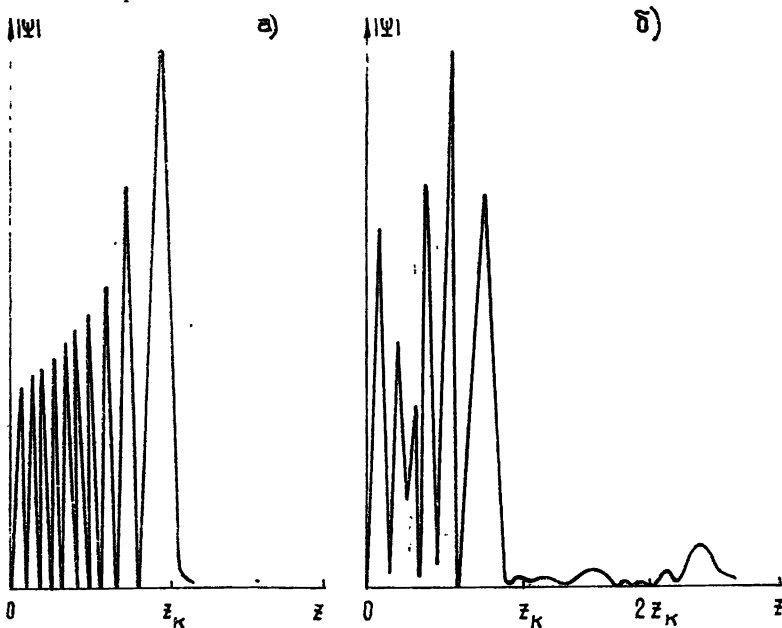


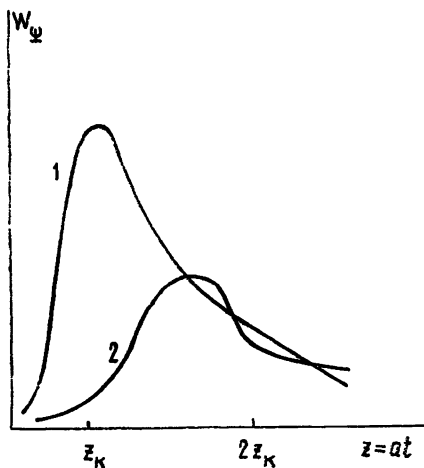
Рис. 1. Распределения амплитуд поля $|\Psi|$ в системе в различные моменты времени: а) $t=0$; б) $t=2z_k/a \approx 24,2$.

Чтобы проиллюстрировать не только увлечение, но и возможность захвата части стационарного ВЧ поля НЧ возмущением, рассмотрим ВЧ поле в потенциальной яме с вертикальной стенкой и наклонным дном: $V_0 = \infty$ при $z=0$ и $V_0 = z/2$ при $z>0$. Пусть в отсутствие НЧ возмущения в системе существует стационарное поле $\Psi_0(z, t) = \text{Ai}(z + \lambda_n) \exp(-i\Omega_0 t)$, где $\text{Ai}(u)$ — функция Эйри, $\lambda_n < 0$ — се n -й корень: $\text{Ai}(\lambda_n) = 0$, $\Omega_0 = |\lambda_n|/2$. Это поле локализовано в области $0 < z < |\lambda_n|$. В качестве возмущения потенциала рассмотрим возникающий при $t=0$ и бегущий в $+z$ -направ-

лении уступ вида $\tilde{V} = 0$ при $t < 0$, $\tilde{V} = M$ при $0 < z < at$ и $\tilde{V} = 0$ при $z > at > 0$. Численное решение (1) было проведено при следующих параметрах: $n=10$, $M = |\lambda_{10}|/4$ в полосе $0 < z < H = 2|\lambda_{10}|$ при двух значениях безразмерной скорости движения возмущения потенциала $a=1$ и $0,5$ на интервале времени $0 < t < t^* = H/a$. На рис 1 показаны распределения амплитуды поля в системе в различные моменты времени при $a=1$. Видно, что при движении возмущения \tilde{V} через область первоначальной локализации поля происходит частичный захват поля в потенциальной яме справа от бегущего уступа. Энергия захваченного поля к моменту выхода из области локализации увеличивается с ростом скорости возмущения (рис. 2).

Рис. 2. Зависимость энергии поля W_{Ψ} локализованной справа от уступа в области $z > z_k$ при $t < z_k/a$ и $z > at$ при $t > z_k/a$ от текущей координаты уступа $z = at$ при различных значениях скорости a :

1 — $a=1$; 2 — $a=0,5$.



Возможен перенос в закритические области и сгустков полей, описываемых уравнениями типа Шредингера — Гордона*:

* К уравнению типа (2) сводится, например, описание полей в волноводах с плавно меняющимися параметрами.

$$-c^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} + \omega_c^2(z, t) \Psi = 0. \quad (2)$$

При изменении «критической» частоты ω_c по закону $\omega_c^2 = Az + B(z - at)$ переход в движущуюся со скоростью a систему координат (z', t') с помощью преобразований Лоренца указывает на существование при соответствующих профилях возмущения $B(z - at)$ в системе (z', t') метастабильных пакетов $\Psi = Z(z')T(t')$, описываемых уравнениями

$$c^2 Z'' + \left[\omega_0^2 - \frac{A}{\sqrt{1-a^2/c^2}} z' - B \left(z' \sqrt{1 - \frac{a^2}{c^2}} \right) \right] Z = 0,$$

$$T'' + [\omega_0^2 + Aat']T = 0$$

и имеющих частоту, монотонно растущую со временем при $Aa > 0$.

Рассмотрим увлечение сгустка электромагнитных (ЭМ) волн в закритическую плазму в присутствии ионно-звуковых возмущений. Распространение ионно-звуковых возмущений в плазме с переменной концентрацией осуществляется с изменением их амплитуды, а роль потенциала в уравнении для ЭМ поля играет концентрация плазмы. Время жизни увлекаемого ВЧ поля $\tau_{эф}$ в рассматриваемом случае определяется тремя факторами: тепловыми потерями из-за столкновений частиц плазмы, «высвечиванием» ВЧ поля из области локализации, нелинейной трансформацией энергии НЧ возмущения в увлекаемое ВЧ поле.

При оценке влияния тепловых потерь следует принять во внимание, что частота соударений пропорциональна концентрации плазмы N . При линейном профиле $N = N_0(1 + z/L)$ и значениях параметров плазмы $T_e \sim 5 \cdot 10^6$ К, $N_0 \sim 10^{14}$ см $^{-3}$, $L \sim 10$ см время жизни сгустка t_k составит $1,9 \cdot 10^{-6}$ с. За это время он проникнет в область с концентрацией $N_k/N_0 \sim 5,1$, а частота сгустка изменится примерно пропорционально $\sqrt{N_k/N_0} \sim 2,3$, т.е. в 2,3 раза.

Время «высвечивания» ВЧ поля из области локализации $\tau_{изл}$ определяется формой НЧ возмущения. Так, для возмущений типа уступа сжатия с относительной величиной перепада концентрации $\Delta N_0/N_0$, большей 0,055, при высоте барьера концентрации над выбранным уровнем $\Delta N \sim \Delta N_0/2$ имеем $\tau_{изл} > t_k$, т.е. время жизни ВЧ поля определяется соударениями.

Проникновение ВЧ поля в закритическую область осуществляется при условии, что энергия НЧ возмущения W_S много больше энергии увлекаемого ВЧ поля W_Ψ . Увлекая ВЧ поле, НЧ возмущение совершает над ним работу. Время нелинейной трансформации НЧ возмущения τ_{NL} определим из условия $W_S(\tau_{NL}) \sim W_\Psi(\tau_{NL})$. Для плазмы с приведенными выше параметрами при $W_S(0)/W_\Psi(0) > 3,65$ время τ_{NL} превышает t_k .

Таким образом, предложенный механизм указывает на возможность проникновения ЭМ волн в закритическую плазму на значительную глубину, что представляет несомненный интерес для транспортировки энергии ВЧ волн в плотные плазменные слои.

В заключение авторы выражают благодарность И. А. Шерешевскому и С. А. Кириллову за помощь в проведении численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич А. В., Шварцбург А. В. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере — М.: Наука, 1973.
2. Chen H. H., Liu C. S. — Phys. Rev. Lett., 1976, 37, p. 693.
3. Рамазашвили Р. Р., Стародуб А. Н. — Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, с. 41.
4. Моисеев С. С., Мухин В. В., Новиков В. Е., Сагдеев Р. З. — ДАН СССР, 1983, 273, с. 857.
5. Смирнов А. И., Фрайман Г. М. — ЖЭТФ, 1982, 83, с. 1503.
6. Чукбар К. В., Янъков В. В. — Физика плазмы, 1977, 3, с. 1496.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
21 января 1987 г.