

[3] А х м е д и е в Н.Н. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 5.
С. 1907-1917.

[4] К h a d z h i P.I., K i s e l e v a E.S. // Phys.
Stat. Sol. (b). 1988. V. 147. N 2. P. 741-745.

Институт прикладной физики
АН Молдавской ССР,
Кишинев

Поступило в Редакцию
23 декабря 1989 г.
В окончательной редакции
11 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 13

12 июля 1990 г.

01; 04; 09

© 1990

КИНЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ СО СЛОЕМ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

А.Г. Загородний, Г.М. Корчинский,
И.П. Якименко

В настоящее время имеется значительное число теоретических работ, посвященных детальному исследованию взаимодействия электромагнитных волн с плазменными объектами, имеющими пространственно неоднородное распределение параметров (см. [1-2] и цитируемую там литературу). Однако большинство из упомянутых работ основывается на использовании модели холодной плазмы, либо приближении слабой пространственной дисперсии. Вместе с тем последовательное описание эффектов, обусловленных сильной пространственной дисперсией возможно лишь на основе решения задач кинетической теории плазмы (к подобного рода эффектам можно отнести, например, эффект просветления волновых барьеров [3]). Целью настоящей работы является получение кинетического решения задачи дифракции плоской электромагнитной волны на неоднородном плазменном слое с использованием численных методов.

Пусть на стационарную одномерно-неоднородную плазменную систему, занимающую объем $0 < z < L$, со стороны внешнего пространства ($z < 0$) под произвольным углом ψ падает плоская электромагнитная волна произвольной поляризации. С целью получения уравнений для полей в плазме в наиболее удобном для численного интегрирования виде воспользуемся разложением полей в ряд Фурье, предварительно продолжив поля на область $-L < z < 0$ зеркальным образом и далее периодически (с периодом $2L$). При этом поля в плазме запишутся в виде

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2L} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \exp(im\pi z/L) \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{r}_1 d\omega \times$$

$$\times \vec{E}(\vec{K}_m, \omega) \exp(i(\vec{p}\vec{r}_1 - \omega t)). \quad (1)$$

Рассчитав тензор диэлектрической проницаемости на основе вероятностного подхода [4] и используя условие непрерывности тангенциальных компонент вектора $\vec{B} \vec{p} \omega$ на границах ($z=0, L$), систему уравнений для $\vec{E} \vec{K}_m, \omega$ можно представить в следующем виде

$$\varepsilon_i \vec{K}_m \omega = A_i(\vec{K}_m, \omega) - \frac{ic^2 \tilde{K}_z}{\omega^2} \cdot \Lambda_{ij}^{-1}(\vec{K}_m, \omega) \times$$

$$\times \left(\delta_{jk} + \frac{K_{1j} K_{1k}}{\tilde{K}_z^2} \right) \left\{ L_{KL}^{+-1}(\vec{K}_1, \omega) \cdot \beta_L^+(\vec{K}_1, \omega) \mathcal{J}_m^+ + \right.$$

$$+ L_{KL}^{-1}(\vec{K}_1, \omega) \cdot \beta_L^-(\vec{K}_1, \omega) \mathcal{J}_m^- - 2(L_{KL}^{+-1}(\vec{K}_m, \omega) \mathcal{J}_m^+ +$$

$$+ L_{KL}^{-1}(\vec{K}_1, \omega) \cdot \mathcal{J}_m^-) \left. E_{L\vec{K}_1}^{inc} \right\}, \quad (2)$$

где

$$\Lambda_{ij}(\vec{K}_m, \omega) = \varepsilon_{ij}(\vec{K}_m, \omega) + \frac{K_m^2 c^2}{\omega^2} \left(\delta_{ij} - \frac{K_{mi} K_{mj}}{K_m^2} \right),$$

$$A_i(\vec{K}_m, \omega) = -\frac{1}{2L} \Lambda_{ij}^{-1}(\vec{K}_m, \omega) \cdot \sum_{n \neq m} \varepsilon_{ijl}(\vec{K}_m, \omega, \vec{K}_n - \vec{K}_m) E_{L\vec{K}_n},$$

$$L_{ij}^{\pm}(\vec{K}_1, \omega) = \delta_{ij} + \frac{ic^2 \tilde{K}_z}{\omega^2 L} \left(\delta_{lj} + \frac{K_{1l} \tilde{K}_1 j}{\tilde{K}_z^2} \right) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \Lambda_{ij}^{-1}(\vec{K}_m, \omega),$$

$$\beta_i^{\pm}(\vec{K}_1, \omega) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{\mathcal{J}_m^{\pm}}{2L} A_i(\vec{K}_m, \omega), \quad \mathcal{J}_m^{\pm} = (-1)^m \pm 1.$$

Фигурирующая в (3) величина $\varepsilon_{ij}(\vec{K}_m, \omega, \vec{K}_n - \vec{K}_m)$ есть Фурье-компонента тензора диэлектрической проницаемости неоднородной плазмы, допускающая представление в следующем виде:

$$\varepsilon_{ij}(\vec{K}_m, \omega, \vec{K}_n - \vec{K}_m) = \varepsilon_{ij}(\vec{K}_m, \omega) n(\vec{K}_n - \vec{K}_m),$$

$$n(\vec{K}_n - \vec{K}_m) = \frac{1}{2L} \cdot \int_{-L}^L dz \cdot \frac{n_e(z)}{\langle n_e(z) \rangle} \exp(-i(K_{nz} - K_{mz})z),$$

$$K_{mz} = m\pi/L, \quad \langle n_e(z) \rangle = 1/L \int_0^L dz n_e(z),$$

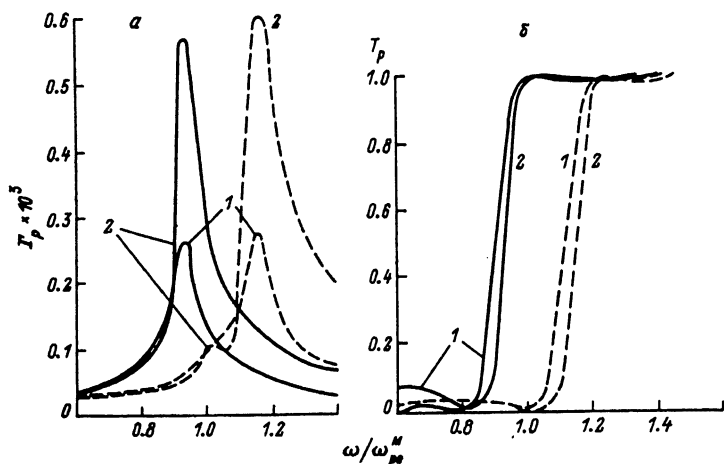


Рис. 1. Частотные зависимости коэффициента поглощения Γ (а) и прохождения T (б) для различных толщин слоя: $C/S_e = 200$ (C – скорость света, S_e – тепловая скорость электронов), $\vartheta^{\beta} = 30^\circ$, 1 – $d = \omega_{pe}^M \cdot L / C = 2\pi$, 2 – $d = 4\pi$, пунктир – однородный слой.

где $\epsilon_{ij}(\vec{k}_m, \omega)$ – тензор диэлектрической проницаемости неограниченной однородной плазмы с плотностью частиц, равной средней плотности $\langle n_e(z) \rangle$.

Приведенные соотношения допускают эффективные расчеты искомым амплитуд численными методами путем последовательных итераций. Как показывают расчеты, итерационный ряд является хорошо сходящимся даже при наличии резонансных слагаемых. При этом для обеспечения относительной погрешности $\delta < 10^{-5}$ требуется около 30 итераций. Если же частоты таковы, что хорошо выраженные резонансы для однородной системы со средней плотностью $\langle n_e(z) \rangle$ отсутствуют, то достаточным оказывается 10–15 итераций.

Полученные соотношения позволяют выполнить численный анализ энергетических коэффициентов поглощения, прохождения и отражения плоской электромагнитной волны, падающей на неоднородный плазменный слой под произвольным углом. Ниже приведены наиболее характерные зависимости коэффициентов поглощения Γ_p и прохождения T_p р – поляризованной волны от безразмерной частоты ω/ω_{pe}^M (ω_{pe}^M – максимальное значение плазменной частоты), рассчитанные для параболического профиля плазменной неоднородности. Продольная и поперечная составляющие тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon_{ij}(\vec{k}_m, \omega)$ рассчитывались в рамках модели релаксационного приближения [5]. Существенной особенностью,

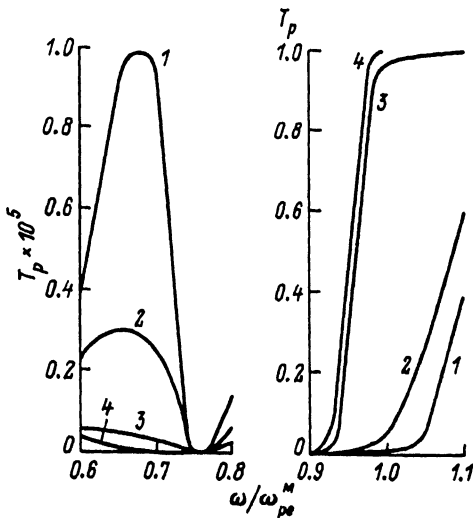


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициента прохождения для различных моделей описания плазмы: $C/S_e = 200$, $\nu^{\text{э}} = 30^\circ$, $d = 5\pi$, 1 - модель холодной плазмы [6], 2 - гидродинамическая модель при учете газокинетического давления электронов [6], 3 - модифицированная гидродинамическая модель [6], 4 - кинетическая модель.

связанной с учетом неоднородности параметров плазмы, является наличие области заметного увеличения T_p по сравнению с моделью однородной плазмы в диапазоне частот $\omega \sim \omega_{pe}^M$ (рис. 1, б), а также смещению максимумов в спектре коэффициента поглощения в область более низких частот (рис. 1, а). Такой эффект объясняется возможностью более глубокого проникновения волны в объем плазмы из-за спада плотности вблизи внешней границы ($z=0$) с одной стороны и возможностью „просачивания“ возбужденных плазменных волн в закритическую область (где $\omega > \omega_{pe}(z)$) вблизи второй границы ($z=L$). На рис. 2 представлен коэффициент прохождения T_p , рассчитанный в рамках различных моделей, отличающихся друг от друга степенью учета пространственной дисперсии.

В области низких частот ($\omega < \langle \omega_{pe} \rangle$, $\langle \omega_{pe} \rangle$ - среднее значение плазменной частоты) основной объем плазмы является непрозрачным, а т. к. продольные волны диссипируют более эффективно, то коэффициент прохождения $T_p^{(4)}$, рассчитанный в кинетическом приближении заметно меньше $T_p^{(1)}$, рассчитанного в модели холодной плазмы (без учета столкновительной диссипации). Однако в области высоких частот ($\langle \omega_{pe} \rangle < \omega < \omega_{cut}$, $\omega_{cut} = \omega / \cos \nu^{\text{э}}$ - частота отсечки) вероятность прохождения продольной волны области плазмы с критической плотностью становится больше, чем для поперечной волны, т. к. ширина этой области для продольных волн, определяемая приближенным соотношением $\omega_{pe}(z) \gtrsim \omega$ существенно меньше, чем для поперечных волн ($\omega_{pe}(z) \gtrsim \omega \cos \nu^{\text{э}}$).

Поэтому в данном диапазоне частот коэффициент прохождения $T_p^{(4)}$ значительно превосходит $T_p^{(1)}$.

С п и с о к л и т е р а т у р а

- [1] V i s o n i c S. In: 1987 International Conf. on Plasma Phys. Proc. of the Invited Papers / Ed. by A.G. Sitenko. World Scientific. P. 1293.
- [2] Алиев Ю.М., Жаров А.А., Кондратьев И.Г., Фролов А.А. В кн.: Взаимодействие и самовоздействие волн в нелинейных средах. Ч. 1. Душанбе: Даниш, 1988. С. 7.
- [3] Красовский В.Л., Ораевский В.Н. // ДАН СССР. 1978. Вып. 242. С. 584.
- [4] I s h i m a r u S., Y a k i m e n k o I.P. // Physica Scripta. 1974. V. 10. С. 244.
- [5] Загородний А.Г., Кривцун И.В., Якименко И.П. // Укр. физич. журн. 1977. № 9. С. 1533.
- [6] Гвоздецкий В.С., Загородний А.Г., Кривцун И.В., Корчинский Г.М., Якименко И.П. // Препринт ИТФ-88-110Р. Киев. 1988. 36 с.

Институт теоретической физики
АН УССР, Киев

Поступило в Редакцию
17 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 13

12 июля 1990 г.

01

© 1990

ОСОБЕННОСТИ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В СИСТЕМАХ ТИПА СТМ

Р.З. Бахтизин, В.Г. Валеев,
А.А. Ковальский

Целью настоящего сообщения является анализ особенностей туннелирования электронов в структурах с узким вакуумным зазором d (например, СТМ). Малость величины d приводит к значительному влиянию проводящих „берегов“ на структуру потенциального барьера. Отвлекаясь на первых порах от сложного динамического характера такого влияния, мы ограничимся статическим приближением и сосредоточим внимание на рассмотрении лишь роли довольно очевидного факта существования бесконечного ряда зарядов изображений, порождаемых туннелирующим электроном в „берегах“ вакуумного промежутка.