

УДК 621.371.182

**НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛОСКОЙ  
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С НЕОДНОРОДНЫМ  
ПЛАЗМЕННЫМ СЛОЕМ\***

*В. Б. Гильденбург, И. Г. Кондратьев, Г. А. Марков*

Приводятся результаты численного решения нелинейной задачи о наклонном падении плоской волны на слой неоднородной плазмы, концентрация которой является локальной функцией амплитуды электрического поля. Как и в рассмотренном ранее квазистатическом случае [1], начиная с некоторого значения амплитуды, в окрестности точки плазменного резонанса появляется скачок концентрации и нормальной к слою компоненты электрического поля

Нелинейные явления в резонансной области неоднородной плазмы исследовались ранее на простейшей одномерной модели [1] (неоднородный плоский слой в перпендикулярном к нему квазиэлектростатическом поле), допускающей, как было показано, разрывные по поперечной координате решения с гистерезисной зависимостью от амплитуды. В настоящей работе приведены результаты численного решения более сложной задачи—о взаимодействии плазменного слоя с волновым полем, имеющим как нормальную, так и касательную к слою компоненты.

*Постановка задачи.* Плоская электромагнитная волна с компонентами

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E_0 \sin \vartheta \\ E_y &= E_0 \cos \vartheta \\ H_z &= -E_0 \end{aligned} \right\} \exp [i(\omega t + k \cos \vartheta x - k \sin \vartheta y)], \quad (1)$$

падает под углом  $\vartheta$  на плоский плазменный слой с параболическим (невозмущенным) распределением концентрации электронов

$$n^{(0)}(x) = \begin{cases} n_m \left[ 1 - \frac{(x-a)^2}{a^2} \right], & |x-a| \leq a \\ 0, & |x-a| \geq a \end{cases} \quad (2)$$

Возмущающее действие поля выражается в перераспределении равновесной концентрации

$$n = n^{(0)} \exp (-|E|^2/E_p^2) \quad (3)$$

(«стрикционная» нелинейность;  $E_p^2 = e^2/8m\omega^2\Theta$ ,  $e$  и  $m$  — заряд и масса

\* Доклад на Симпозиуме по коллективным процессам в плазме, Тбилиси, 1966.

электрона,  $\Theta$  — температура плазмы) и диэлектрической проницаемости плазмы\*

$$\varepsilon = \varepsilon_r - i\varepsilon_i, \tag{4}$$

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{4\pi e^2}{m\omega^2} n^{(0)} \exp\left(-\frac{|E|^2}{E_p^2}\right), \quad \varepsilon_i = \frac{\nu}{\omega} (1 - \varepsilon_r)$$

( $\nu$  — частота соударений электронов, предполагаемая малой по сравнению с  $\omega$ ).

Уравнения поля в слое с указанной зависимостью  $\varepsilon(x, |E|^2)$  интегрировались численно на ЭВМ типа БЭСМ-2М. Граничные условия задавались на выходе из слоя ( $x = 0$ ), т. е. фиксировалась амплитуда прошедшей волны  $E_t = H_t$ .

Основные результаты расчета представлены графически для нескольких частных случаев на рис. 1—9, где использованы следующие

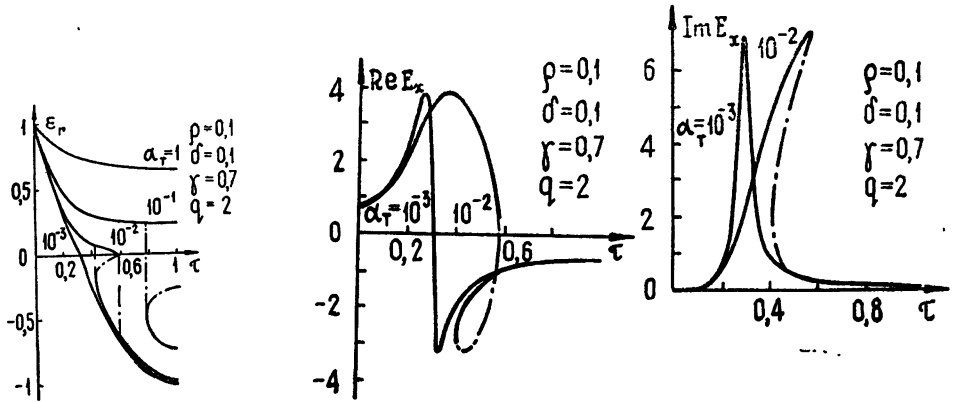


Рис. 1.

Рис. 2.

Рис. 3.

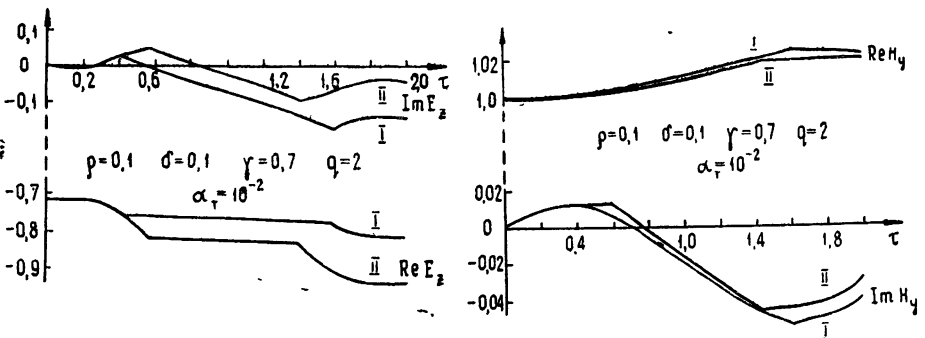


Рис. 4.

Рис. 5.

\* Опуская в (3) нормирующий множитель (требуемый законом сохранения числа частиц), мы тем самым относим проводимое рассмотрение либо к случаю малых амплитуд ( $E \ll E_p$ ), когда возмущения плотности сосредоточены фактически в узкой резонансной области слоя, либо к модели, в которой вытесняемая из слоя плазма распределяется с исчезающе малой равновесной плотностью в окружающем бесконечном пространстве. Заметим также, что мы здесь по-прежнему отблекаемся от нарушений локальности связей индукции и равновесной концентрации с полем, хотя, вообще говоря, эти нарушения могут иметь в данной задаче принципиальное значение и требуют особого рассмотрения.

обозначения:  $\tau = x/a$  ( $\tau = 0$  и  $\tau = 2$  — соответственно выходная и входная границы слоя);  $\rho = ka$  — оптическая полутолщина слоя;  $\delta = v/\omega$ ;  $\gamma = \sin \vartheta$ ;  $q = 4\pi e^2 n_m / m\omega^2$ ;  $R$ ,  $T$  и  $Q$  — соответственно коэффициенты отражения, прохождения и поглощения ( $R + T + Q = 1$ );  $Z e^{i\varphi}$  — входной импеданс слоя;  $\alpha = E_0^2/E_p^2$ ,  $\alpha_T = \alpha T = E_1^2/E_p^2$  — параметры нелинейности, определяемые по амплитудам падающей или прошедшей волн. Все поля на графиках отнесены к амплитуде прошедшей волны.

Как и в квазистатическом случае [1], при достаточно сильных полях решение оказалось неоднозначным: на некоторых интервалах  $\Delta x$  одним и тем же значениям тангенциальных компонент поля соответствуют три различных корня для  $\epsilon$  и нормальной компоненты  $E_x$ , и, так как только два из них сливаются в один на краях интервала неоднозначности  $\Delta x$ , функции  $\epsilon(x)$ ,  $E_x(x)$  должны быть разрывными.

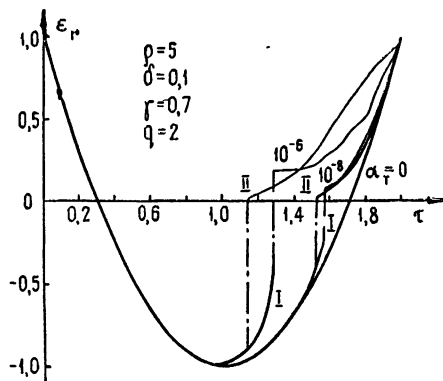


Рис. 6.

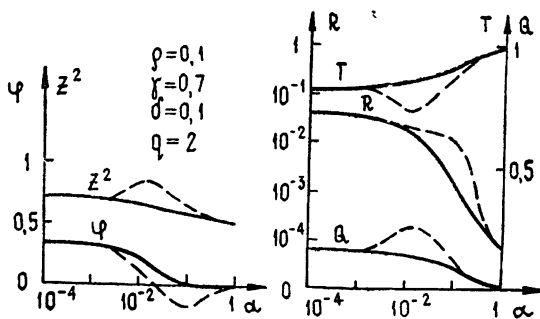


Рис. 7.

Вообще говоря, выбор координаты разрыва  $\tilde{x}$  влияет на все распределение поля и  $\epsilon$  в области  $x > \tilde{x}$ . Однако для тонкого слоя ( $\rho \ll 1$ ) вся совокупность возможных распределений  $\epsilon$  и  $E_x = \text{Re } E_r + i \text{Im } E_x$  с большой точностью описывается единичными (в общем случае трехзначными) кривыми, симметричными относительно центра слоя  $\tau = 1$  (рис. 1—3;  $\rho = 0,1$ ; штрих-пунктиром изображены неустойчивые ветви решения).

Для тангенциальных компонент поля  $H_y(x)$ ,  $E_z(x)$ , а в случае толстого слоя ( $\rho \gg 1$ ) и для функций  $\epsilon(x)$ ,  $E_x(x)$  такое единое представление решений невозможно, что иллюстрируется графиками на рис. 4—6, где кривые I и II получены соответственно при выборе нижнего и верхнего корня для  $\epsilon_r$ . Тангенциальные компоненты (рис. 4, 5), естественно, всюду непрерывны; в точках разрыва  $\epsilon$  и  $E_x$  меняются скачком лишь их производные.

Вместе со структурой поля и концентрации оказываются неоднозначными и амплитудные зависимости модуля и фазы входного импеданса, коэффициентов отражения, прохождения и поглощения. Две ветви этих зависимостей, соответствующие выбору нижнего (сплошная кривая) и верхнего (пунктир) корня  $\epsilon_r$ , изображены на рис. 7—9,

Поскольку верхнему корню  $\epsilon_r$  соответствует большая величина локальных резонансных потерь [1], пунктирные кривые поглощения  $Q(\alpha)$  для тонкого слоя идут выше сплошных (рис. 7, 8). В толстом слое (рис. 9;  $\rho = 5$ ) при выбранном значении  $\delta = \nu/\omega = 0,1$  преобладает объемное поглощение, которое при фиксированном  $\alpha$  оказывается здесь наибольшим для нижнего корня  $\epsilon_r$ .

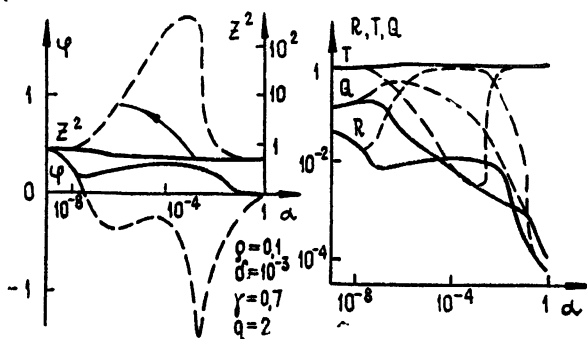


Рис. 8.

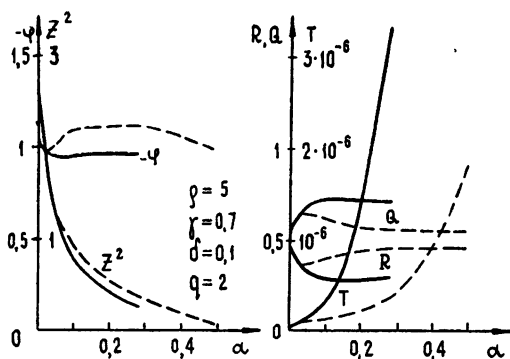


Рис. 9.

Соображения относительно выбора корней  $\epsilon_r$  (т. е. точки  $x$ ) должны основываться на рассмотрении предыстории процесса и остаются теми же, что и в [1]: при нарастании амплитуды от критического значения выбирается ветвь нижних корней (скачок  $\epsilon_r$  располагается на краю интервала неоднозначности  $\Delta x$ , ближайшем к границе слоя); при убывании амплитуды вблизи этого края появляется и посте-

пенно заполняет весь интервал  $\Delta x$  область, где выбираются верхние корни. Таким образом, представленные на рис. 7—9 двузначные амплитудные зависимости представляют собой петли гистерезиса (росту  $\alpha$  соответствует сплошная кривая, уменьшению—пунктирная). Для случая, когда  $\alpha$  начинает уменьшаться, не достигнув точки, где кривые вновь становятся однозначными, переход со сплошной кривой на пунктирную (соответствующий прохождению через все промежуточные положения скачка  $\epsilon_r$ ) качественно иллюстрируется на графике  $Z(\alpha)$  рис. 8.

Авторы выражают признательность Р. Э. Эрм за разработку метода вычислений и составление программы для машины.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Гильденбург, ЖЭТФ, 46, 2156 (1964).

---

NONLINEAR INTERACTION OF A PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE AND AN  
INHOMOGENEOUS PLASMA LAYER

*V. B. Gil'denburg, I. G. Kondrat'ev, G. A. Markov*

The authors present the results of numerical solution of nonlinear problem on oblique incidence of a plane wave on an inhomogeneous plasma layer, the concentration of which is the local function of the amplitude of the electric field. As in the quasistatic case considered earlier [1], beginning from some value of the amplitude, in the vicinity of plasma resonance there occurs the step of concentration and that of normal to the layer component of the electric field.

---