

УДК 533.951

## НЕЛИНЕЙНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЧЕРЕЗ НЕОДНОРОДНЫЙ СЛОЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Р. Р. Рамазашвили, В. А. Свидзинский

*Рассмотрено прохождение мощных высокочастотных электромагнитных волн через неоднородный слой плотной магнитоактивной плазмы, в которой имеются области верхнего гибридного резонанса. Показано, что изменение профиля плотности из-за воздействия пондеромоторных сил на плазму при определенной интенсивности волны создает возможность аномального увеличения коэффициента пропускания волны через слой. Коэффициент отражения в этих условиях может стать пренебрежимо малым.*

В неоднородной плазме наличие областей с резким изменением тензора диэлектрической проницаемости может существенно влиять на распространение в ней электромагнитных волн. Это влияние обусловлено возможностью возбуждения в неоднородной плазме с кусочно-гладким профилем плотности (следовательно, и диэлектрической проницаемости) собственных мод - структурных резонансов, и может проявляться в радикальном изменении коэффициентов отражения, поглощения и пропускания электромагнитных волн через такие слои по сравнению с теми же коэффициентами для аналогичных слоев со сглаженным профилем плотности (даже при малых величинах скачков). В качестве резонансных мод могут выступать как поверхностные волны, так и объемные, волноводные моды, существующие в слое с данным профилем диэлектрической проницаемости плазмы.

Все сказанное относится к плазме с заданным неизменяющимся профилем плотности. Однако нелинейные эффекты в плазме проявляются даже в относительно слабых

электромагнитных полях. Под влиянием пондеромоторных сил, действующих на плазму в высокочастотных электрических полях, происходит перераспределение плотности плазмы. При этом могут возникать и участки с резким укрупнением профиля плотности. В частности, резонансное увеличение параллельной градиенту плотности составляющей электрического поля волны в области плазменного резонанса создает возможность образования самосогласованного профиля со скачком плотности [1]. Связанная с этим возможность аномального увеличения коэффициента поглощения  $p$ -поляризованной волны до единицы, обусловленная возбуждением квазистатических плазменных колебаний вблизи скачка плотности, была обнаружена в работе [2], хотя по линейной теории максимальное значение коэффициента поглощения в тех же условиях близко к 0.5. Возможность реализации полного резонансного поглощения  $p$ -поляризованной волны из-за возбуждения поверхностных волн на самосогласованном скачке плотности была рассмотрена в работах [3, 4].

Для слоя плазмы конечных размеров может реализоваться безотражательный режим прохождения волны с аномальным увеличением коэффициента пропускания, когда большая часть падающего потока излучения проходит через слой со сверхкритической плотностью. Такая возможность рассмотрена в работах [5, 6] в приближении заданного профиля плотности и в работе [7] с учетом нелинейной деформации профиля плотности слоя (см. также [8, 9]).

Аналогичные явления могут иметь место и в неоднородной магнитоактивной плазме. Например, в области верхнего гибридного резонанса по линейной теории, то есть при малых плотностях потока вводимой энергии, коэффициент поглощения необыкновенной электромагнитной волны даже при малой частоте столкновений частиц в оптимальных условиях приближается к единице [10, 11]. Однако при повышении интенсивности падающей волны деформация профиля плотности плазмы под влиянием стрикционных сил становится значительной. Она особенно существенна вблизи областей верхнего гибридного резонанса, так как в этих областях происходит резонансное усиление параллельной направлению неоднородности плотности составляющей электрического поля волны и, как следствие, усиление нелинейных эффектов. Поскольку поглощение электромагнитных волн при верхнегибридном резонансе также связано с узкой околорезонансной областью, то при исследовании верхнегибридного поглощения учет стрикционной нелинейности необходим. В результате ее учета было обнаружено существенное уменьшение резонансного поглощения волн с ростом их интенсивности [12], а полное пренебрежение поглощением электромагнитных волн позволило обнаружить возможность полного

резонансного прохождения волн через слой неоднородной бесстолкновительной магнитоактивной плазмы при определенной интенсивности падающей волны [13] в условиях, в которых по линейной теории коэффициент пропускания пренебрежимо мал.

В данной работе исследовано прохождение мощных электромагнитных волн через неоднородный слой плотной магнитоактивной плазмы при одновременном учете как столкновений частиц, так и деформации профиля плотности плазмы под действием поперечных сил, обусловленных воздействием интенсивной волны, при наличии областей верхнего гибридного резонанса. Показана возможность возникновения режима нелинейного резонансного безотражательного прохождения волн через такие слои, при котором поток падающего излучения равен сумме потока излучения, прошедшего через слой, и потока излучения, поглощаемого в слое [14], а коэффициент пропускания близок к единице.

Пусть необыкновенная электромагнитная волна распространяется вдоль направления неоднородности плотности плазмы (ось  $x$ ) поперек однородного магнитного поля (ось  $z$ ). Уравнение для комплексной амплитуды электрического поля волны  $E_y = (E_0 \exp(i\omega t) + E_0 \exp(-i\omega t))/2$  запишем в виде:

$$\frac{d^2 E_0}{dx^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{ef}(|E_x|^2, x) E_0 = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\epsilon_{ef} = \epsilon_{xx} + \epsilon_{xy}^2/\epsilon_{xx}$ , а  $\epsilon_{xx}$  и  $\epsilon_{xy}$  — компоненты тензора диэлектрической проницаемости холодной магнитоактивной плазмы [15]:

$$\epsilon_{xx} = 1 - \frac{\omega_p^2(|E_x|^2, x)}{\omega^2 - \Omega^2} \left(1 - i \frac{\nu \omega^2 + \Omega^2}{\omega \omega^2 - \Omega^2}\right), \quad \epsilon_{xy} = i \frac{\Omega \omega_p^2(|E_x|^2, x)}{\omega \omega^2 - \Omega^2}, \quad (2)$$

в которых учтена зависимость плотности электронов от интенсивности электрического поля волны:  $\omega_p^2(|E_x|^2, x) = \omega_p^2(x)(1 - \alpha|E_x|^2)$ ,  $\alpha = e^2/(4m(\omega^2 - \Omega^2)(T_e + T_i)) = 1/(16\pi N_r(T_e + T_i))$  ( $\omega_p$  — ленгмюровская частота электронов,  $N_r$  — плотность числа ионов в области верхнего гибридного резонанса,  $\omega_p^2(x) = \omega^2 - \Omega^2$ ,  $\nu$  — частота столкновений, а  $T_e$  и  $T_i$  — соответственно температуры электронов и ионов). При написании этого соотношения для простоты предполагалось, что рассматриваются волны умеренной интенсивности, вследствие чего  $\alpha|E_y|^2$  является настолько малой величиной, что лишь резонансное увеличение  $x$ -компоненты поля вблизи точек верхнего гибридного резонанса, где  $|\epsilon_{xx}| \ll 1$ , делает необходимым учет стрикционной нелинейности. Для определения  $E_x$  можно воспользоваться вытекающим из уравнения Пуассона  $\text{div } \mathbf{D} = 0$

соотношением  $E_x = -i\epsilon_{xy}E_y/\epsilon_{xx}$ , которое совместно с формулами (2) для  $\epsilon_{xx}$  и  $\epsilon_{xy}$  дает уравнение для определения действительной части диагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\epsilon = \text{Re}\epsilon_{xx}(|E_x|^2, x)$ :

$$(\epsilon^2 + (\nu/\omega)^2)(\epsilon - \epsilon_0(x)) = \alpha|E_0|^2\Omega^2/\omega^2, \quad (3)$$

где  $\epsilon_0(x)$  – линейная часть  $\text{Re}\epsilon_{xx}$ . Такое уравнение ранее было получено и исследовано в работе [1, 2] для диэлектрической проницаемости неоднородной изотропной плазмы в области плазменного резонанса применительно к задаче исследования влияния нелинейной деформации профиля плотности плазмы на резонансное поглощение  $p$ -поляризованных электромагнитных волн. Было показано, что при достаточно больших значениях величины, стоящей в правой части уравнения, а именно, при  $P \equiv \alpha|E_0|^2(\Omega/\omega)^2(\omega/\nu)^3 > 8/3^{3/2}$ , вблизи резонансной точки, в которой  $\epsilon_0(x) = 0$ , имеется область изменения  $\epsilon_0(x)$ , в которой уравнение (3) имеет три действительных решения для  $\epsilon$ . Она расположена целиком в области отрицательных значений  $\epsilon_0(x)$ . Переход с одной ветви решений на другую может происходить только скачком, а координата скачка определяется процессом эволюции падающей волны. При медленном включении электромагнитных волн скачок располагается на ближайшей к резонансной точке границе области неоднозначности решений, а его параметры определяются величиной  $P$  [1, 2]. При этом профиль  $\epsilon$  приобретает ступенеобразный характер: со стороны положительных  $\epsilon$  перед скачком происходит выполаживание профиля с образованием плато с небольшим наклоном, к которому с другой стороны скачка примыкает участок профиля отрицательных  $\epsilon$ . При удалении от точки скачка  $\epsilon$  быстро стремится к  $\epsilon_0(x)$  [1,2]. При прохождении через точку скачка  $\epsilon$  тангенциальные составляющие электрического и магнитного полей волны остаются непрерывными.

Система уравнений (1) – (3) была ранее использована для исследования влияния деформации профиля плотности на эффективность поглощения электромагнитных волн в области верхнего гибридного резонанса в плазме [12]. Было обнаружено, что с ростом интенсивности падающего излучения имеет место значительное уменьшение коэффициента поглощения в условиях, в которых линейная теория предсказывала полное поглощение волн.

Имея в виду вышесказанное, рассмотрим прохождение электромагнитных волн через слой плазмы, в котором плотность монотонно стремится к нулю при удалении от точки максимума плотности. Для наглядной интерпретации происходящего проведем анализ

линеаризованной системы (1) – (3) в приближении геометрической оптики в предположении пренебрежимой малости частоты столкновений [7, 8]. Существенную роль при анализе, как известно, играет взаимное расположение на профиле плотности нулей и полюсов уравнения эйконала  $k^2 = (\omega/c)^2 \epsilon_{ef}$ . В случае слабой диссипации ( $\nu \ll \omega$ ) нули  $\epsilon_{ef}$  находятся в точках  $\omega_{p,0}^2/\omega^2 = 1 \mp \Omega/\omega$ , а положение полюсов соответствует условию верхнего гибридного резонанса  $\omega_{p\infty}^2/\omega^2 = 1 - \Omega^2/\omega^2$ . Если профиль плотности слоя имеет форму горба, а максимальная плотность такова, что  $1 - \Omega/\omega > \omega_{p,max}^2/\omega^2 > 1 - \Omega^2/\omega^2 > 0$ , на профиле плотности имеются две точки поворота ( $k^2 = 0$ ), между которыми расположены две резонансные точки, в которых  $k^2 \rightarrow \infty$ . Ниже будем считать эти условия выполненными. Области распространения волны на периферии и в середине слоя при этом разделены барьерами непрозрачности, в которых  $k^2 < 0$  [7, 8]. Если ширина этих барьеров не мала по сравнению с длиной волны, то согласно линейной теории коэффициент прохождения волн через слой мал, а коэффициент отражения близок к единице [11]. Однако, как будет показано ниже, деформация профиля плотности при увеличении интенсивности волны и образование скачков эффективной диэлектрической проницаемости вблизи резонансных областей создают возможность безотражательного прохождения волн через слой.

Профиль плотности слоя был выбран в виде  $\omega_{p,max}^2 \exp(-x^2/l^2)$ . Задача решалась следующим образом: предполагалось, что за слоем есть только уходящая волна, амплитуда которой  $E_t$  задавалась вдали от слоя. При приближении к резонансной точке на ближайшей к точке резонанса границе области неоднозначности  $\epsilon$  скачком производился переход на другую ветвь решений. То же самое производилось вблизи другой резонансной точки на другом склоне профиля плотности при условии непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей волны на скачках.

Численное интегрирование системы (1) – (3) определяло для каждого заданного  $E_t$  амплитуду падающей на слой волны  $E_i$ , амплитуду отраженной волны  $E_r$  и коэффициенты отражения  $R = |E_r|^2/|E_i|^2$ , пропускания  $T = |E_t|^2/|E_i|^2$  и поглощения  $Q = 1 - R - T$ . Задача решалась для следующих значений параметров:  $\omega l/c = 3.1$ ;  $\Omega/\omega = 0.8$ ;  $\omega_{p,max}/\omega = 1$ ;  $\nu/\omega = 2.2 \cdot 10^{-5} \exp(-x^2/l^2)$ . Относительно малый размер слоя не является принципиальным для результатов.

На рис. 1 показано изменение  $R$ ,  $T$ , и  $Q$  в зависимости от величины  $\lg(\alpha^{1/2} E_i)$ . Видно, что при малой интенсивности падающей волны, пока профиль слоя меняется слабо, эти коэффициенты остаются почти неизменными. Поведение этих кривых носит резонансный характер: при определенной величине плотности потока энергии достига-

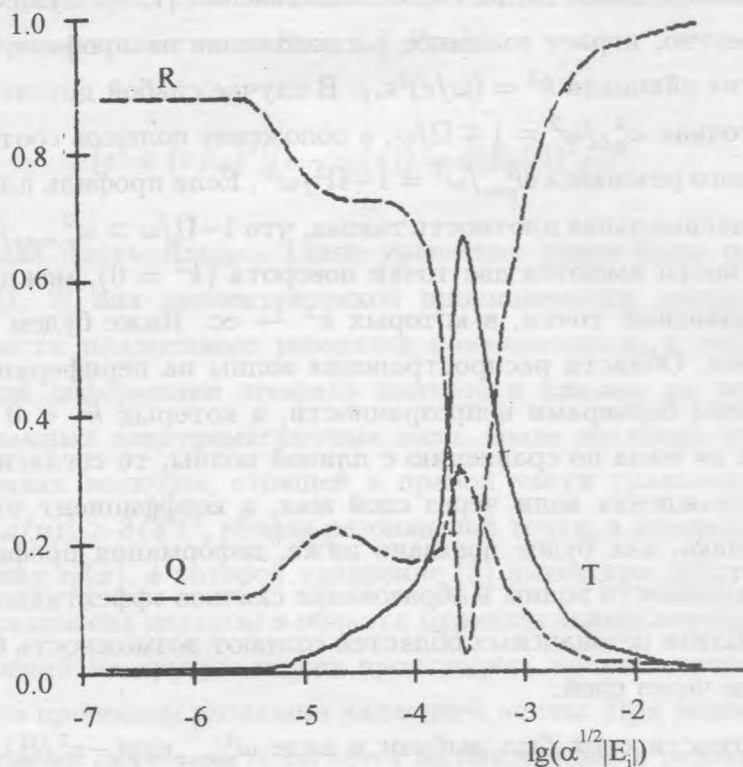


Рис. 1. Зависимость коэффициентов отражения  $R$ , прохождения  $T$  и поглощения  $Q$  от амплитуды падающей волны для  $\nu/\omega = 2.2 \cdot 10^{-5} \cdot \exp(-x^2/l^2)$ .

ются четко выраженные максимумы  $T$  ( $\sim 0.7$ ) и  $Q$  ( $\sim 0.25$ ) и минимум  $R$  ( $\sim 0.05$ ). Этот режим безотражательного прохождения электромагнитных волн объясняется резонансным возбуждением объемной моды в области между двумя скачками плотности, что хорошо видно на рис. 2, показывающем распределение по координате  $x/l$  величины  $\alpha^{1/2}|E_y|$ . Ее максимум достигается в середине слоя и равен  $1.59 \cdot 10^{-3}$ . Конечность минимума  $R$ , по-видимому, объясняется трудностью точного попадания в резонансные условия при численном счете. Для сравнения на рис. 3 показана кривая изменения  $T$  для тех же значений параметров в бесстолкновительном пределе. Видно, что максимум  $T$  достигается при той же интенсивности волны и близок к единице.

Примечательной особенностью полученных результатов является наличие второго максимума коэффициента поглощения  $Q$ , который достигается при меньших потоках и связан с возбуждением квазистатической верхнегибридной моды на плато плотности, примыкающем к точке разрыва  $\epsilon$  (ср. с [4], где наличие двух максимумов  $Q$  было показа-

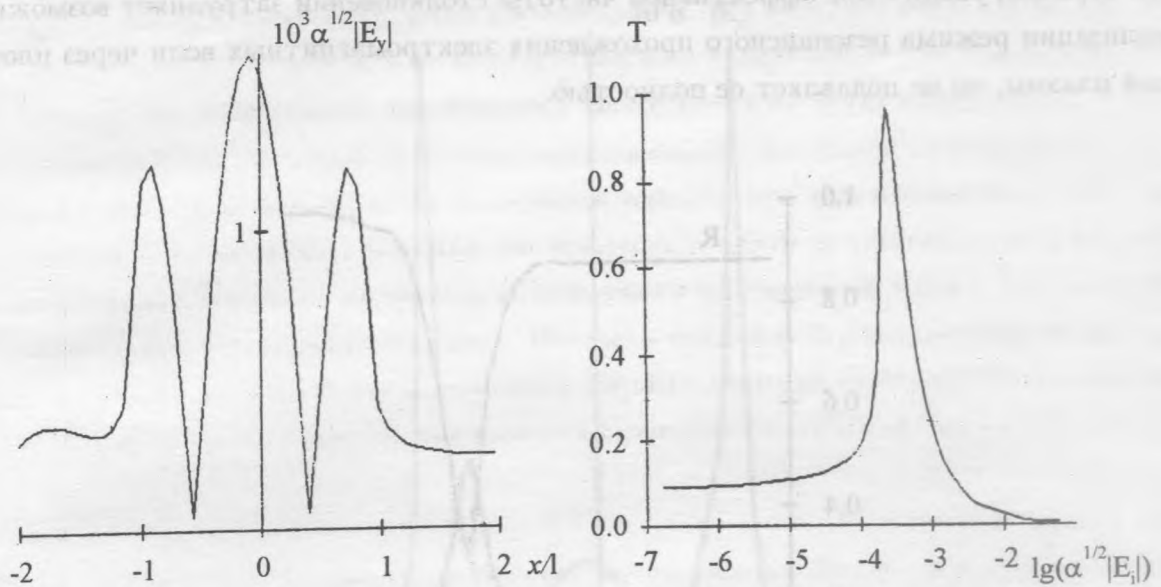


Рис. 2. Распределение  $\alpha^{1/2}|E_y|$  в слое в зависимости от  $x/l$  в условиях режима наилучшего пропускания.  $\alpha^{1/2}|E_{y,max}| = 1.59 \cdot 10^{-3}$ .

Рис. 3. Зависимость коэффициента пропускания  $T$  от амплитуды падающей волны для  $\nu/\omega = 0$ .

но для случая поглощения  $p$ -поляризованной волны неоднородной изотропной плазмой). Отметим также значительную разницу между численными значениями  $R$  и  $Q$  при малых и больших потоках падающего излучения, что объясняется обнаруженным в [12] подавлением поглощения электромагнитных волн при увеличении их интенсивности.

Выше предполагалось, что диссипация излучения обусловлена столкновениями. Учет потерь, определяемых возбуждением потенциальной верхнегибридной волны, может быть смоделирован с помощью введения эффективной частоты столкновений  $\nu_{ef} \sim \omega(r_D/l)^{2/3}$  ( $r_D$  – радиус дебаевского экранирования) [12, 16]. Для выяснения влияния этого процесса в условиях, когда  $\nu_{ef} \gg \nu$ , проведены расчеты для значений параметров, использованных при получении рис. 1, но с увеличенной в 10 раз частотой столкновений. Результаты расчетов приведены на рис. 4. Видно, что увеличение частоты столкновений  $\nu$  привело в основном к количественным изменениям: увеличились доля поглощаемой энергии и минимальное значение  $R$  и значительно уменьшилась максимальная величина  $T$ . Следует отметить также исчезновение второго максимума  $Q$ . Та-

ким образом, увеличение эффективной частоты столкновений затрудняет возможность реализации режима резонансного прохождения электромагнитных волн через плотный слой плазмы, но не подавляет ее полностью.

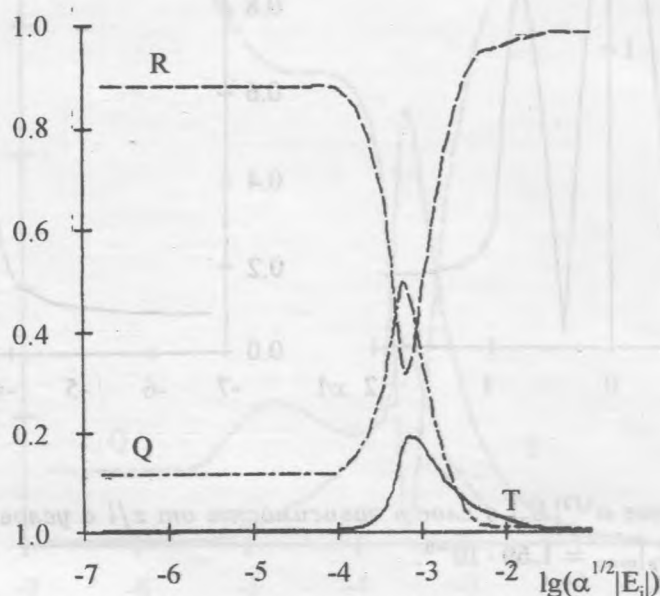


Рис. 4. Зависимость коэффициентов отражения  $R$ , прохождения  $T$  и поглощения  $Q$  от амплитуды падающей волны для  $\nu/\omega = 2.2 \cdot 10^{-4} \cdot \exp(-x^2/l^2)$ .

На рис. 5 показано распределение  $\alpha^{1/2}|E_x|$  по  $x/l$  в слое в условиях, близких к режиму максимума  $T$  на рис. 1. Максимум этой величины достигается на первом скачке плотности и равен  $1.11 \cdot 10^{-2}$ , что не противоречит сделанному выше предположению об умеренности плотности энергии волны.

В заключение отметим, что обсуждаемый нами режим аномального пропускания волн может быть экспериментально обнаружен при реально существующих интенсивностях электромагнитных волн. Например, для параметров, соответствующих рис. 1, при плотности  $N = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и температуре  $T_e = 500 \text{ эВ}$  он может быть реализован при плотностях падающего потока порядка  $1 \text{ кВт/см}^2$ .

Мы показали возможность нелинейного просветления слоя плотной магнитоактивной плазмы в условиях верхнего гибридного резонанса на примере пространственно симметричного профиля плотности. Однако можно думать, что, как и в случае изотропных сред, для просветления слоя пространственная симметрия профиля плотности



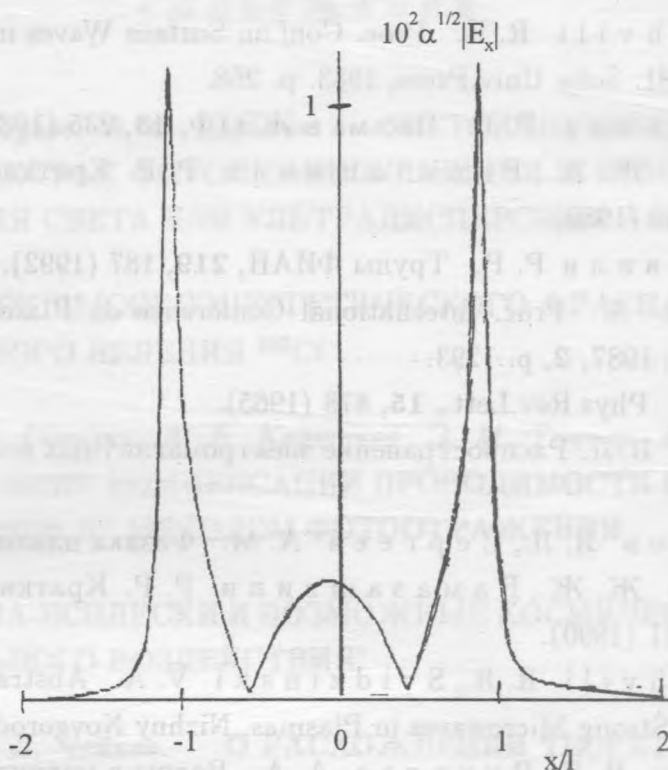


Рис. 5. Распределение  $\alpha^{1/2}|E_x|$  в слое в зависимости от  $x/l$  в условиях режима наилучшего пропускания.  $\alpha^{1/2}|E_x|_{\max} = 1.11 \cdot 10^{-2}$ .

не является обязательной [8].

Настоящая работа выполнена при государственной поддержке ведущих научных школ (96-15-96750), при поддержке РФФИ (98-02-16435).

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Гильденбург В. Б. ЖЭТФ, **46**, 2156 (1964).
- [2] Гильденбург В. Б., Литвак А. Г., Петрова Т. А., Фейгин А. М. Физика плазмы, **7**, 732 (1981).
- [3] Vukovic S., Cadez V. M., Aleksic N. et al., Phys. Lett. A, **102**, 186 (1984).
- [4] Алиев Ю. М., Жаров А. А., Кондратьев И. Г., Фролов А. А. Письма в ЖЭТФ, **42**, 539 (1985).

- [5] Ramazashvili R. R. Proc. Conf. on Surface Waves in Plasmas. Blagoevgrad (Bulgaria), 1981. Sofia Univ. Press, 1983. p. 268.
- [6] Рамазашвили Р. Р. Письма в ЖЭТФ, **43**, 235 (1986).
- [7] Касымов Ж. Ж., Рамазашвили Р. Р. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 5, 50 (1989).
- [8] Рамазашвили Р. Р. Труды ФИАН, **219**, 187 (1992).
- [9] Vukovic S. Proc. International Conference on Plasma Physics. Kiev, 1987. Inv. Pap. Kiev. 1987, **2**, p. 1293.
- [10] Stix T. H. Phys. Rev. Lett., **15**, 878 (1965).
- [11] Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., Наука, 1967.
- [12] Богомолов Я. Л., Сергеев А. М. Физика плазмы, **7**, 726 (1981).
- [13] Касымов Ж. Ж., Рамазашвили Р. Р. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 2, 41 (1990).
- [14] Ramazashvili R. R., Svidzinski V. A. Abstracts of 2nd International Workshop on Strong Microwaves in Plasmas. Nizhny Novgorod, Russia, 1993, N-28.
- [15] Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. М., Наука, 1970.
- [16] Гильденбург В. Б., Фрайман Г. М. ЖЭТФ, **69**, 1601 (1975).

Поступила в редакцию 22 декабря 1998 г.