

ДИССИПАЦИЯ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ТОЧКЕ ПЛАЗМЕННОГО РЕЗОНАНСА

А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро
В.И.Шевченко

В линейной теории поглощение электромагнитной волны обычно связывается с явлением трансформации электромагнитной волны в плазменные колебания в окрестности плазменного резонанса $n = n_c = \omega^2 / 4\pi e^2$ (ω – частота волны, падающей на плазму) [1]. Малость групповой скорости плазмонов приводит к их накоплению в области резонанса $\Delta z_L \sim (L\lambda_D^2)^{1/3}$ (λ_D – дебаевская длина, L^{-1} – характерный градиент плотности $n = n_0(1 + z/L)$), так что в резонансе продольное электрическое поле возрастает до большой величины

$$E_z(0) \sim H(0) \sin \theta (L/\lambda_D)^{2/3}$$

Здесь H – магнитное поле волны, θ – угол между направлением ее распространения и направлением неоднородности, при распространении в сторону нарастающей плотности проникновение волны за точку отражения $n = n_c \cos^2 \theta$ имеет место только при достаточно малых углах $\theta \sim (c/\omega L)^{1/3}$.

Подрастание поля существенно снижает порог для возникновения нелинейных эффектов в окрестности плазменного резонанса. Деформация профиля плотности плазмы, обусловленная действием силы высокочастотного давления, $\delta n = -|E_z|^2 / 16\pi n T$, становится существенной при выполнении условия

$$\epsilon = \frac{H^2(0)}{16\pi n_0 T} \sin^2 \theta \frac{L^2}{\lambda_D^2} > 1. \quad (1)$$

Это же неравенство является условием для возникновения модуляционной неустойчивости – неустойчивости относительно образования каверн на фоне достаточно равномерного распределения энергии колебаний. Процесс схлопывания каверн и роста в них поля носит характер "взрыва" и ограничивается только при достижении малых масштабов, для которых в результате увеличения волновых векторов плазмонов становится существенным резонансное их поглощение электронами плазмы [4, 5].

Развитие модуляционной неустойчивости, таким образом, создает достаточно эффективный нелинейный механизм диссипации электромагнитной волны.

Каверны рождаются из волны накачки с характерными размерами $l \sim \lambda_D \sqrt{16\pi n_0 T / \langle E_z^2 \rangle}$ (скобки означают среднее по расстояниям большим по сравнению с размером каверн). При условии $\epsilon \gg 1$ начальные размеры каверн существенно меньше ширины области плазменного резонанса $\Delta z \sim L \langle E_z^2 \rangle / 16\pi n_0 T$ и диссипация энергии в кавернах происходит также и в случае однородной волны накачки, рассмотренном в [5]. Скорость диссипации энергии в плазменную турбулентность определяется эффективной частотой рассеяния плазмов

$$\nu_{eff} \approx s \omega_p \frac{|\langle E_z^2 \rangle|}{16\pi n_0 T} \quad (2)$$

где s – численный коэффициент. В машинных экспериментах (см. например [6]) $s \approx 1/4$. В стационарном состоянии поглощение энергии из волны накачки должно компенсироваться потоком энергии в коротковолновую часть спектра при схлопывании каверн:

$$\nu_{eff} |\langle E_z \rangle|^2 \approx \gamma |\langle E_z^2 \rangle| \quad (3)$$

$\gamma = \omega_p = \sqrt{\frac{m}{M} \frac{|\langle E_z^2 \rangle|}{16\pi n_0 T}}$ – характерный инкремент модуляционной не-

устойчивости, определяющий скорость схлопывания.

Из (3) имеем

$$|\langle E_z^2 \rangle| \approx |\langle E_z \rangle|^2 \frac{Ms^2}{m} \frac{|\langle E_z \rangle|^2}{16\pi n_0 T} \quad (4)$$

$\langle E_z \rangle$ – среднее поле, изменяющееся на расстояниях, сравнимых с шириной резонанса Δz , и играющее роль накачки для каверн с плазмонами. Это поле может быть найдено путем решения уравнений Максвелла с нелинейной диэлектрической постоянной, учитывающей как вытеснение плазмы из области резонанса силой высокочастотного давления, так и возникновение диссипации электромагнитной энергии, обуслов-

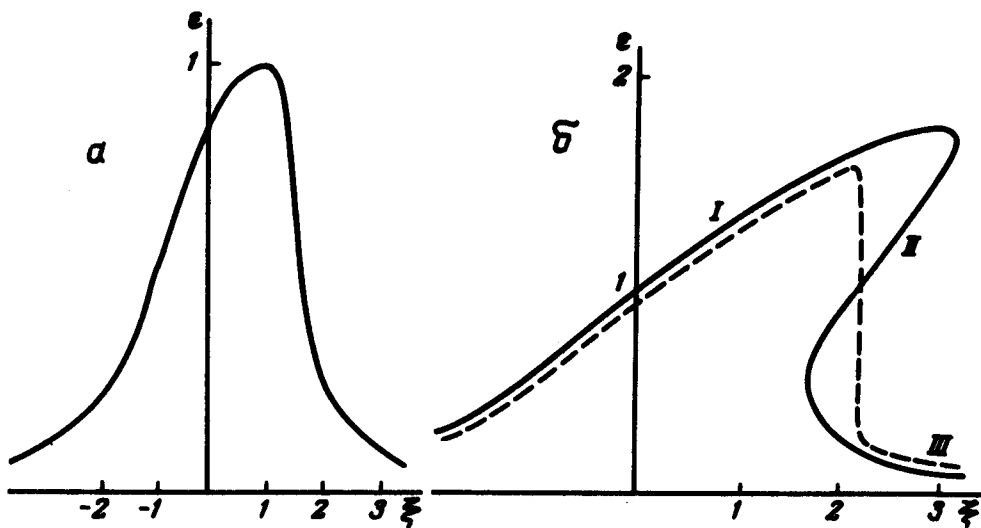
ленной модуляционной неустойчивостью

$$\epsilon_N = -\frac{z}{L} + \frac{|\langle E_z^2 \rangle|}{16\pi n_0 T} (1 + is). \quad (5)$$

Мы приведем результаты решения для не очень больших амплитуд в падающей электромагнитной волне $\frac{H_e^2}{16\pi n_0 T} \ll \sqrt{\frac{m}{Ms^2}} \sin^2 \theta$ (при этом условии $\frac{\langle E_z^2 \rangle}{16\pi n_0 T} \ll \sin^2 \theta$ и область резонанса не включает точку

отражения). Подрастание продольного электрического поля в области резонанса определяется тогда следующей простой формулой:

$$E_z = \frac{H(0) \sin \theta}{\epsilon_N}. \quad (6)$$



Фаза поля при прохождении через резонанс изменяется на π , зависимость от координаты модуля поля показана на рис. а, б. Характерные значения амплитуды поля в резонансе и ширины резонанса E_0 и Δz находятся из соотношений

$$\frac{E_0^2}{16\pi n_0 T} = \left(\frac{m}{Ms^2}\right)^{2/5} \left(\frac{H^2(0) \sin^2 \theta}{16\pi n_0 T}\right)^{1/5}, \quad (7)$$

$$\Delta z = L \left(\frac{Ms^2}{m}\right)^{1/5} \left(\frac{H^2(0) \sin^2 \theta}{16\pi n_0 T}\right)^{2/5}. \quad (8)$$

Связь между магнитным полем в резонансе $H(0)$ и амплитудой падающей волны H_e в рассматриваемом случае та же, что и в линейной теории (см., например, [1]). Коэффициент поглощения волны R (отношение

энергии, диссипируемой в единицу времени в области плазменного резонанса к потоку энергии в падающей волне) не зависит от s и его максимальное значение (при $(\omega L/c)^{1/3} \theta \approx 0,8$) $R_{max} = 0,4$.

Нелинейные эффекты в области плазменного резонанса изучались экспериментально [7] и полученные результаты количественно согласуются с изложенной выше теорией. Измеренный порог для возникновения нелинейных эффектов совпадает с определяемым условием (1). Ниже порога наблюдалась трансформация в плазменные колебания, вытекающие из области резонанса. При превышении порога в окрестности резонанса образуется область локализации поля с вытесненной плазмой. Начальный рост поля в этой области – экспоненциальный с инкрементом, совпадающим с теоретическим инкрементом модуляционной неустойчивости γ . За время $\sim 10/\gamma$ устанавливается квазистационарное распределение электрического поля, согласующееся с теоретическим (см. таблицу)¹⁾. Экспериментально подтверждено отсутствие в нелинейном режиме вытекающих из области резонанса плазменных волн ("запертые" плазмоны).

	Порог $H^2(0)/16\pi n_0 T$	Среднеквадратичное поле $\langle E_z^2 \rangle / 16\pi n_0 T$	Среднее поле $\langle E_z \rangle^2 / 16\pi n_0 T$	Ширина резонанса Δz	Инкремент γ
теор.	$\sim \frac{X_0^2}{L^2} \sim 10^{-6}$	10^{-1}	$5 \cdot 10^{-3}$	2 см	$2 \cdot 10^6$ $\gamma \sim \sqrt{\langle E_z^2 \rangle} \sim \langle E_z \rangle^2$
экспер.	$\sim 10^{-6}$	$0,25 \pm 0,02$	$3 \cdot 10^{-2} + 3 \cdot 10^{-3}$	1+2 см	10^6 $\gamma \sim H_e^2$

Особенности пространственного распределения продольного поля, имеющие место при $s^2 < 0,8$, показаны на рис. 6 [3]. В этом случае возникает неоднозначная зависимость поля от координаты. Корень I соответствует найденному в [2] стационарному состоянию, в котором давление волны возрастает вглубь плазмы z (волна – электромагнитный поршень).

При учете диссипации глубина проникновения волны – конечна ($\sim \Delta z / s^{2/5}$). При больших z реализуется корень III, ширина переходного слоя. Глубокое проникновение волны в плазму возможно только в условиях достаточно малой диссипации. Экспериментально такие условия создаются при импульсном включении мощной электромагнитной волны (см. [8]), когда за время импульса модуляционная неустойчивость не успевает развиться. При этом наблюдается распределение

¹⁾ Пп. 2 – 5 таблицы относятся к случаю $H^2(0)/16\pi n_0 T \sim 5 \cdot 10^{-5}$, в эксперименте, $L = 20$ см, $T_e = 1$ эв, $n = 10^9$. Экспериментальная зависимость $\gamma \sim H_e^2$ объясняется тем, что на начальной стадии неустойчивости $\langle E_z \rangle \sim H_e$.

продольного электрического поля, близкое к показанному пунктиром на рис. б.

Институт космических исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
25 марта 1975г.

Литература

- [1] В.Л.Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме, М., 1960.
 - [2] Р.З.Сагдеев, В.Д.Шапиро. ЖЭТФ, 66, 1651, 1974.
 - [3] В.Б. Гильденбург, Г.М.Фрайман. Препринт №58 НИРФИ, 1974.
 - [4] Л.М.Дегтярев, В.Е.Захаров. Препринт ИПИМ №106, 1974.
 - [5] А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, Ю.С.Сигов, В.Д.Шапиро, В.И.Шевченко. Физика плазмы, 1, 10, 1975.
 - [6] J.J.Thompson, R.J.Faehl, W.L.Kruer. Phys. Rev. Lett., 31, 918, 1973.
 - [7] H.C.Kim, R.Stenzel, A.Y.Wong. Preprint Univ. of Calif. PPG- 175, 1974.
 - [8] A.Y.Wong, R.L.Stenzel, H.C.Kim, F.F.Chen. Paper IAEA- CN- 33/H4- 1 presented at the IAEA conf., Tokyo, Japan 1974.
-