

## ДВОЙНОЕ ВРМБ КАК ПРИЧИНА ОТРАЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

А.А. Зозуля, В.П. Силин, В.Т. Тихончук

Изложены результаты теории явления двойного вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна в слое плазмы с отражающей задней границей. Показано, что новое явление представляет собой эффективный механизм коллимированного отражения, при котором обычное зеркальное отражение сменяется отражением назад.

В настоящем сообщении излагаются закономерности, определяющиеся новым механизмом, названным нами двойное ВРМБ, когда две пары электромагнитных волн – падающая и отраженная, рассеиваемая и стоковая компоненты – взаимодействуют с одной и той же звуковой волной. Такой механизм приводит к повышенному отражению назад без предположений о заданном спонтанном уровне флуктуаций, что отвечает факту абсолютной ВРМБ неустойчивости при наклонном падении излучения на слой плазмы. Порог двойного ВРМБ оказывается ниже порога обычной конвективной ВРМБ неустойчивости. Предлагаемый нами механизм открывает новый путь для понимания наблюдаемых закономерностей ВРМБ в лазерной плазме.

В плоском однородном слое плазмы плотности  $n_e$  и толщины  $l$  ( $0 < x < l$ ) представим высокочастотное электрическое поле  $\mathcal{E}(r, t)$  и низкочастотные возмущения плотности  $\delta n_e(r, t)$  в виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_z(x, y, t) = \sum_{\sigma = \pm 1} [E_{0\sigma}(x, t) \exp(i\sigma k_0 x \cos\theta + ik_0 y \sin\theta - i\omega_0 t) + E_{-1\sigma}(x, t) \exp(i\sigma k_0 x \cos\theta - \\ - ik_0 y \sin\theta - i(\omega_0 - \omega)t)] + \text{к.с.}; \quad \delta n_e(x, y, t) = -in_e v_1(x, t) \exp(2ik_0 y \sin\theta - i\omega t) + \text{к.с.} \end{aligned}$$

Индекс  $\sigma = 1$  отличает волны, бегущие в направлении падения волны,  $\sigma = -1$  – в направлении отражения от плазмы,  $k_0 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}$  – волновой вектор волны накачки, падающей на плазму под углом  $\theta$ ,  $n_c$  – критическая плотность,  $\omega = 2k_0 v_s \sin\theta$  – частота звука,  $v_s$  – его скорость. Наши граничные условия для электромагнитного поля:  $E_{01}(0, t) = E_0$ ,  $E_{-11}(0, t) = 0$ ;  $E_{\mu-1}(l, t) = E_{\mu 1}(l, t) r e^{i\phi}$  ( $\mu = 0, -1$ ) отличаются от обычных<sup>1</sup> учетом частичного зеркального отражения ( $r \leq 1$ ) на задней границе слоя. Из уравнений Максвелла и уравнений акустики с пондеромоторной силой<sup>2</sup> следует система укороченных уравнений:

$$\sigma \frac{\partial}{\partial x} E_{0\sigma} = -\frac{\alpha k_0}{2 \cos\theta} E_{-1\sigma} v_1; \quad \sigma \frac{\partial}{\partial x} E_{-1\sigma} = \frac{\alpha k_0}{2 \cos\theta} E_{0\sigma} v_1^*; \quad (1)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \gamma_s \right) v_1 = \frac{\omega}{32\pi n_e \kappa_B T} (E_{01} E_{-11}^* + E_{-01} E_{-1-1}^*), \quad (2)$$

где  $\alpha = \frac{n_e}{n_c - n_e}$ ,  $\gamma_s$  – декремент затухания звука,  $T$  – температура плазмы,  $\kappa_B$  – постоянная Больцмана, в (1) пренебрежено временными производными в силу  $v_s/c \ll 1$ . Условие достаточно большого затухания звука, позволяющее пренебречь пространственными производными в (2), будет обсуждено ниже.

Для истолкования экспериментов по ВРМБ назад при наклонном падении излучения важное значение имеет стационарная задача ( $\partial/\partial t = 0$ ) об определении коэффициентов отражения назад  $R_{-1} = E_{-1-1}(0)/E_0$  и в зеркальном направлении  $R_0 = E_{-01}(0)/E_0$ , причем  $|R_0|^2 + |R_{-1}|^2 = r^2$ . Система (1) и граничные условия сводятся к уравнению для  $u(x) =$

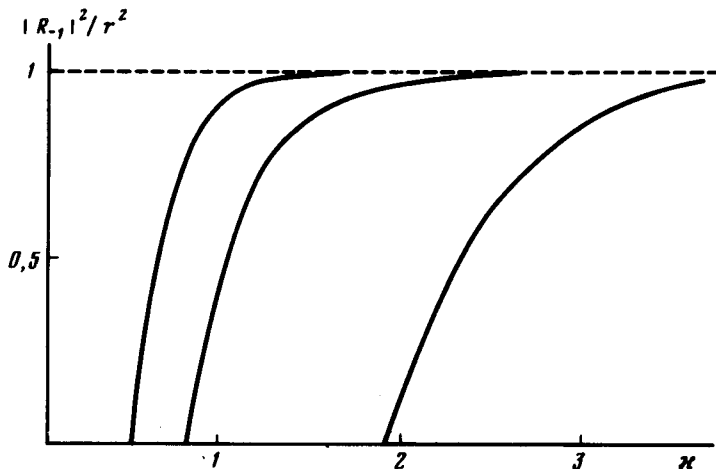
$$= (E_{01} E_{-11}^* + E_{0-1} E_{-1-1}^*) / |E_0|^2$$

$$\frac{du}{dx} = \frac{\alpha k_0}{\cos \theta} \nu_1 \left[ \frac{1}{4} (1-r^2)^2 + |R_{-1}|^2 - |u|^2 \right]^{1/2}; \quad u(0) = R_0 R_{-1}^*, \quad |u(l)|^2 = \frac{|R_{-1}|^2}{4r^2} (1+r^2)^2. \quad (3)$$

Решение граничной задачи (3), дополненное стационарным решением уравнения (2), приводит к формуле

$$\exp(2q\kappa) = \frac{2 \sqrt{r^2 - |R_{-1}|^2} [2qr - (1-r^2) \sqrt{r^2 - |R_{-1}|^2}]}{(1+r^2)(2q-1+r^2-2|R_{-1}|^2)}, \quad (4)$$

определяющей коэффициент отражения. Здесь  $q = [\frac{1}{4}(1-r^2)^2 + |R_{-1}|^2]^{1/2}$ ,  $\kappa = \alpha I \omega k_0 l / 8\gamma_s \cos \theta$  – обычный коэффициент конвективного ВРМБ усиления,  $I = |E_0|^2 / 8\pi \epsilon_0 \kappa_B T$ .



На рисунке приведены графики зависимости  $|R_{-1}|^2 / r^2$  от  $\kappa$ , т.е. от толщины слоя, угла и интенсивности облучения для трех значений  $r^2$  (1; 0,5; 0,1). Из (4) следует наличие

порога вынужденного отражения назад  $\kappa_{th} = \frac{1}{1-r^2} \ln \frac{1+r^2}{2r^2}$ , достигающего при  $r = 1$

минимального значения  $\kappa_{min} = 1/2$ . В околупороговой области  $|R_{-1}|^2 \propto \kappa$ . Ограничение отражения назад при превышении порога проявляется в том, что  $|R_{-1}|^2 \rightarrow r^2$  по закону  $|R_{-1}|^2 = r^2 - \frac{(1+r^2)}{r^2} \exp[-2\kappa(1+r^2)]$ . Таким образом (4) описывает переключение зер-

кального наклонного отражения на основной частоте на обратное отражение на смещенной частоте. При этом с увеличением угла падения эффективность такого переключения растет.

При достаточно больших значениях  $\nu_1$ , когда  $I > (\gamma_s / 2\omega)^2$ , уравнение (2) становится непригодным и необходим нелинейный подход к ВРМБ, развитый в <sup>2</sup>. Тогда вместо (4) получаем систему двух уравнений:  $q \operatorname{sn}^2(\xi, 1/\sqrt{2}) = |R_{-1}| \sqrt{r^2 - |R_{-1}|^2}$ ;  $q \operatorname{cn}^2(\xi - a, 1/\sqrt{2}) =$

$\frac{|R_{-1}|}{2r} (1+r^2)$ , где  $\operatorname{sn}$  – эллиптический косинус,  $a = (2\alpha k_0 / 3\pi \cos \theta) \sqrt{q l}$ . Максималь-

ное отражение назад ( $|R_{-1}| = r$ ) достигается при  $\kappa_* = (3\sqrt{2}\pi\omega / 64\gamma_s) \Gamma^2(1/4) \cdot \sqrt{I/(1+r^2)}$ . Поскольку  $\kappa_*$  в  $\sqrt{I}(\omega/\gamma_s)$  раз больше  $\kappa_{th}$ , то под влиянием акустической нелинейности замедляется выход коэффициента отражения назад на его максимальное значение.

В пределе больших интенсивностей облучения ( $I \geq 0,1$ ) величина  $\nu_1$  определяется явлением захвата ионов <sup>3</sup>, когда  $\nu_1 \approx \nu_m = 1/4 (\sqrt{1+\Delta} - \sqrt{\Delta})^2$ , где  $\Delta = (\nu_s / \nu_{Ti})^2$ ,  $\nu_{Ti}$  – тепловая скорость ионов. Тогда граничная задача (3) дает:  $|R_{-1}|^2 =$

$= r^2 \sin^2 \beta l$ , где  $\beta \cos \theta = 2\alpha k_0 v_m$ . Это значение не зависит от интенсивности накачки и является предельным. Полученная картина отвечает идеям Зигеля (см. обзор <sup>4</sup>) об обратном отражении от дифракционной звуковой решетки с тем отличием, что нами выявлено отражение от бегущей звуковой волны.

Обсуждаемое вынужденное отражение, так же как обычное отражение от слоя с прозрачными границами <sup>1</sup> отвечает абсолютной параметрической неустойчивости при заданных не зависящих от  $x$  амплитудах падающей и отраженной волны накачки. Действительно, линейная теория устойчивости ( $v_1 \propto \exp \lambda \gamma_s t$ ) приводит к следующему дисперсионному уравнению:

$$\frac{1-r^2}{1+\lambda} \kappa = -2\pi n i + \ln \frac{1+r^2}{2r^2}, \text{ где } n - \text{целое число.}$$

Полученное выше нелинейное решение отвечает генерации моды с  $n=0$ , когда  $\text{Im } \lambda = 0$ . Наличие высших мод ( $n \neq 0, \text{Im } \lambda \neq 0$ ) указывает на возможность нестационарных нелинейных состояний, однако порог их возбуждения значительно выше ( $\kappa_{\min, n} \cong 4\pi |n|$ ).

Рассмотренное нами явление двойного ВРМБ реализуется только для волн, рассеянных почти вдоль направления накачки ( $\Delta \theta \sim \kappa / k_0 l \ll 1$ ), а поэтому отвечает коллимированному вынужденному отражению назад. Укажем здесь условия пренебрежения пространственными производными ( $\partial / \partial x$ ) в уравнении для  $v_1$ . В случае существенности захвата ионов это легко реализуемое условие  $\omega_m k_0 l_T \gg \cos \theta$ , где  $l_T$  — характерный масштаб изменения  $\Delta$ . Применительно к уравнению (2) такое условие имеет вид  $8\gamma_s / \omega > (\alpha I / \sin \theta \cdot \cos \theta)^{2/3}$ , что указывает на нарушение сильнодиссипативного приближения при малых углах падения. Отметим, что при  $\theta \rightarrow 0$  порог двойного ВРМБ возрастает  $I_{\text{th}} \propto \theta^{-2}$ . Подчеркнем здесь, что двойное ВРМБ назад благодаря зависимости частоты  $\omega$  от угла  $\theta$  отличается от обычного конвективного ВРМБ назад. Наконец, отметим, что в пространственно неоднородной плазме с неоднородным потоком вещества отличие от изложенной выше теории сводится к замене

$$\kappa \rightarrow \frac{E_{\text{вак}}^2 \cos \theta_0}{64 \pi c \kappa_B T} \frac{\omega \omega_0 L}{\gamma_s c} \ln (\omega_0 L / c)^{2/3},$$

$\omega = 2 \omega_0 (v_s / c) \sin \theta_0$ , где  $\theta_0$  — угол падения волны накачки на плазму в вакууме,  $L$  — масштаб неоднородности плотности в точке поворота электромагнитных волн. При этом разлет плазмы не приводит к доплеровскому сдвигу частоты, а неоднородность плотности не приводит к расфазировке пондеромоторной силы и звуковой волны в областях разной плотности.

Таким образом, показано, как явление двойного ВРМБ приводит к смене обычного зеркального отражения без изменения частоты отражением назад со смещением частоты.

#### Литература

1. Kroll N.M. J. Appl. Phys., 1965, 36, 34.
2. Силин В.П., Тихончук В.Т. ЖЭТФ, 1982, 83, 1332.
3. Krueer W.L. Phys. Fluids, 1980, 23, 1273.
4. Sigel R. Journ. de Physique, 1977, Coll. C6, suppl. 12, 38, C6-35.