

О РАЗВИТИИ ВРМБ В ПЛАЗМЕ ВБЛИЗИ ПОРОГА НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Л. М. Горбунов, В. И. Домрин, Д. К. Салихов

УДК 533.95

Вблизи порога неустойчивости исследуется процесс развития ВРМБ со временем при учете нелинейности возбуждаемых звуковых волн. Показано, что рассеяние может иметь осциллирующий характер, причем с увеличением интенсивности волны накачки амплитуда осцилляций возрастает, а период уменьшается.

В связи с разработкой проблемы управляемого лазерного термоядерного синтеза повысился интерес к исследованию процесса вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ) в плазме. Поскольку в условиях лазерной плазмы на ВРМБ оказывают влияние многие происходящие одновременно процессы (нагрев и движение плазмы, самофокусировка и т.д.), то в последнее время были проведены специальные эксперименты с предварительно приготовленной плазмой, параметры которой поддерживались постоянными. Эти эксперименты были выполнены в оптическом /1,2/ и сантиметровом /3/ диапазонах длин волн. Получены определенные данные о порогах ВРМБ, длинах возбуждаемых звуковых волн, частотах рассеянных волн; исследовано рассеяние при различных интенсивностях падающей на плазму волны.

Для понимания роли различных механизмов в насыщении ВРМБ важное значение имеет исследование развития процесса рассеяния со временем. Имея в виду возможность исследования временной эволюции рассеяния в условиях экспериментов /1-3/, мы рассмотрели процесс установления стационарного состояния вблизи порога неустойчивости из-за нелинейности возбуждаемых звуковых волн ^{*)}. Показано, что выход на стационар может носить ос-

^{*)} Этот механизм обсуждается и в лазерной плазме /4/.

циллирующий характер, причем амплитуда осцилляций возрастает, а период уменьшается с увеличением интенсивности волны накачки.

I. Рассмотрим однородную безграничную плазму с концентрацией электронов N_0 , через которую проходит волна накачки ($\vec{E}_0$, ω_0 , $\vec{k}_0$ — соответственно амплитуда, частота и волновой вектор). Из уравнений одножидкостной гидродинамики с учетом ponderomotive сил и уравнений Максвелла /5/ для медленно изменяющейся со временем фурье-компоненты возмущений концентрации плазмы $N(\omega, \vec{k})$ следует уравнение (ср. с /6/)

$$\frac{2i}{\omega} \frac{dN(\omega, \vec{k})}{dt} + D(\omega, \vec{k})N(\omega, \vec{k}) = \int d\omega' d\vec{k}' Q(\omega, \vec{k}; \omega', \vec{k}') N(\omega - \omega', \vec{k} - \vec{k}') N(\omega', \vec{k}'), \quad (I)$$

где

$$D(\omega, \vec{k}) = 1 - \frac{k^2 v_s^2}{\omega^2} + i \frac{\nu_i}{\omega} + \frac{ze^2}{4\pi m_i} \frac{k^2 \omega_{Le}^2}{\omega^2 \omega_0^2} \frac{[\vec{k} - \vec{k}_0, \vec{E}_0]^2}{(\vec{k} - \vec{k}_0)^2} \times \\ \times \frac{1}{[(\vec{k} - \vec{k}_0)^2 c^2 - (\omega - \omega_0)^2 \varepsilon_-]},$$

$$Q(\omega, \vec{k}; \omega', \vec{k}') = \frac{1}{N_0} \vec{k}' (\vec{k} - \vec{k}') \left(\frac{\vec{k} \vec{k}'}{k^2} + \frac{\omega'}{\omega} \right) \frac{\omega' (\omega - \omega') k^2}{\omega^2 k'^2 (\vec{k} - \vec{k}')^2},$$

$$\varepsilon_- = 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{(\omega - \omega_0)^2} + i \frac{\nu_e \omega_{Le}^2}{(\omega - \omega_0)^2},$$

где v_s — скорость звука; z , m_i — зарядовое число и масса ионов; ω_{Le} — ленгмювская частота электронов; ν_e , ν_i — эффективные частоты столкновений, которые определяют диссипацию низкочастотных возмущений плотности и высокочастотных полей, соответственно.

При получении соотношения (I) учитывались только гидродинамические нелинейности в квадратичном приближении и стоксовая рассеянная волна.

Как известно /6/, минимальный порог ВРМБ соответствует рассеянию назад, когда $k = 2k_0$. Имея в виду рассмотрение состояний, близких к порогу неустойчивости, ограничимся учетом только двух

звуковых волн с частотами $\omega_1 = 2k_0 v_s = k_1 v_s$ и $\omega_2 = k_2 v_s = 2k_1 v_s$. Из уравнения (1) для определения амплитуд этих волн получим два связанных уравнения (ср. с /6/)

$$df_1/d\tau - \epsilon \mu f_1 = -2f_1^2 f_2, \quad (2)$$

$$df_2/d\tau + \mu f_2 = (1/2)f_1^2, \quad (3)$$

где $\tau = 2k_0 v_s t$, $\epsilon = (v_E^2/v_{E,th}^2) - 1$, $v_E = eE_0/m\omega_0$, $v_{E,th}^2 = (2\gamma_e \gamma_1 v_{s1}/\omega_0 k_0 z m)$, $\mu = \gamma_1/4k_0 v_s$, $f_{1,2} = (2k_0 \omega_{1,2} N_{1,2}/iv_s k_{1,2}^2 N_0)$.

Условие малости второй гармоники по сравнению с первой, при котором справедливо наше рассмотрение, приводит к неравенству $\epsilon \ll 1/6$.

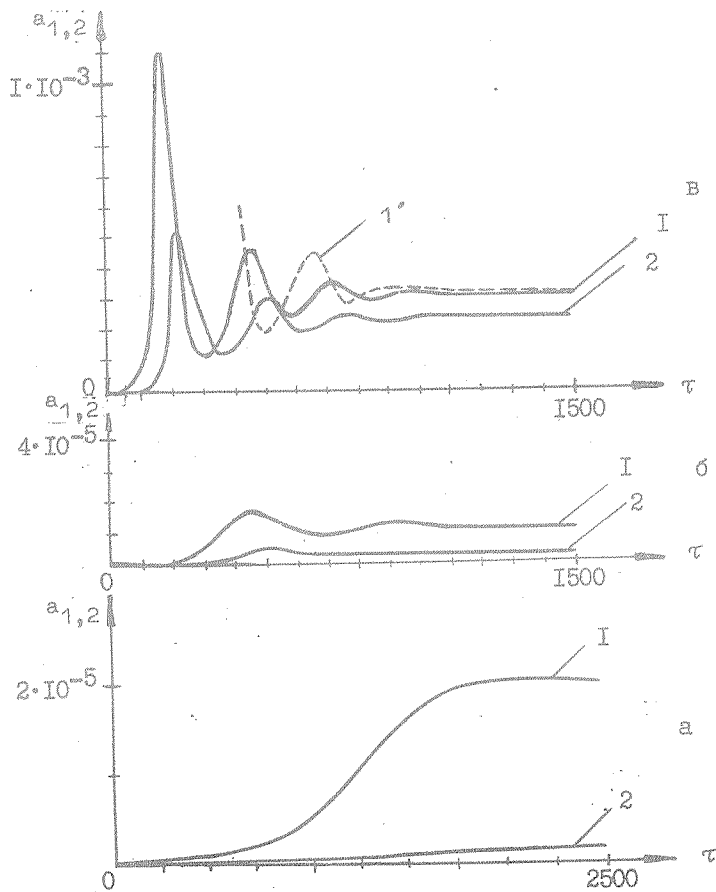
2. Исключив из уравнения (2) функцию f_2 , получим одно уравнение для определения f_1 , решение которого будем искать в виде $f_1 = b e^{i\varphi}$. Если принять, что взаимодействие гармоник не изменяет частоту звуковых волн, то для определения величины $y = \ln b^2$ получим уравнение нелинейного осциллятора с затуханием

$$d^2 y/d\tau^2 + \mu dy/d\tau + 2e^y - 2\epsilon \mu^2 = 0. \quad (4)$$

Уравнение (4) содержит два параметра μ и ϵ . Величина μ характеризует затухание звуковых волн, а величина ϵ — надпороговость. Оно решалось численно. При этом предполагалось, что в начальный момент амплитуды гармоник известны и определяются тепловыми флуктуациями. На рис. 1 представлены результаты расчетов для различных значений параметра ϵ при $\mu = 0,01$. Видно, что при $\epsilon \ll 1$ (рис. 1а) выход на стационарное состояние происходит во времени монотонно /6/. Однако при $\epsilon = 1$ возникают осцилляции амплитуд звуковых волн. Эти осцилляции проявляются и в интенсивности рассеянного излучения *).

*) Осциллирующие решения для других типов параметрических неустойчивостей и для других нелинейных механизмов обсуждались в ряде работ /7-10/. Осциллирующие решения при генерации высших гармоник звука, возникающих в результате развития токовой неустойчивости, рассматривались в работе /11/.

На рис. 1в показаны амплитуды гармоник при $\epsilon = 3$. Видно, что с увеличением ϵ осцилляции становятся более сильными, а период их уменьшается. В этом случае наше рассмотрение неприменимо,



Р и с. 1. Зависимость возмущений плотности $a_1 = |N_1|^2/N_0^2$ (кривые 1) и $a_2 = |N_2|^2/4N_0^2$ (кривые 2) от времени при различных значениях параметра ϵ : $\epsilon = 0,2$ (а); $\epsilon = 1$ (б); $\epsilon = 3$ (в); кривая 1' соответствует решению уравнения (5)

поскольку, амплитуда второй гармоники превосходит амплитуду первой гармоники. Однако можно думать, что немонотонный характер выхода на стационар сохранится и при учете высших гармоник.

3. Для выяснения количественных характеристик осцилляций рассеянного излучения рассмотрим приближенное решение уравнения (4) вблизи стационарного состояния. Полагая $y = \ln \epsilon \mu^2 + u_1$ ($u_1 \ll \ln \epsilon \mu^2$), для определения u_1 получим

$$d^2 u_1 / d\tau^2 + \mu du_1 / d\tau + 2\epsilon \mu^2 u_1 = 0. \quad (5)$$

Из уравнения (5) следует, что период осцилляций T равен

$$T = 8\pi / \sqrt{\epsilon} \sqrt{8\epsilon - 1}, \quad (6)$$

а время затухания осцилляций $4/\sqrt{\epsilon}$. Из сопоставления этих выражений следует, что осцилляции возникают только при $\epsilon > 1/8$ и отчетливо проявляются при $\epsilon > 1$.

4. В проведенном нами рассмотрении использовалось предположение о малости амплитуды рассеянной волны по сравнению с амплитудой волны накачки. Это предположение приводит к ограничению /6/

$$\epsilon < 16 \nu_e^2 (2k_0 v_s)^2 / \nu_i^2 \omega_0^2, \quad (7)$$

которое выполняется в условиях экспериментов /1-3/ лишь при $\epsilon \ll 1$. Такое жесткое ограничение возникает из-за использования нами модели безграничной плазмы, когда область когерентного сложения рассеянных волн определяется величиной $L = c\omega_0^2 / 2\nu_e \omega_{Le}^2$. В ограниченной плазме область сложения волн определяется размерами плазмы L_0 и условие (7) преобразуется к виду

$$\epsilon < 64c^2 \omega_0^2 (2k_0 v_s)^2 / L_0^2 \nu_i^2 \omega_{Le}^4.$$

При выводе уравнения (1) мы пренебрегли явной зависимостью от времени амплитуды рассеянной волны. Анализ показывает, что такое ограничение справедливо при выполнении неравенства

$$\epsilon < 8\pi^2 (\nu_e / \nu_i)^2 (\omega_{Le} / \omega_0)^4.$$

Таким образом, на основании нашего расчета можно сделать вывод, что при насыщении ВРМБ за счет генерации высших гармоник звуковых волн, выход на стационарное состояние происходит немонотонно и сопровождается осцилляциями. Характерное время осцилляций уменьшается с увеличением интенсивности волны накачки и амплитуда их при этом возрастает.

Поступила в редакцию
7 мая 1981 г.

Л и т е р а т у р а

1. A. A. Offenberger et al., J. Appl. Phys., 47, 1451 (1976).
2. A. Ng et al., Phys. Rev. Lett., 42, 307 (1979).
3. A. Mase et al., Proc. of Int. Conf. on Plasma Physics, v. 1, 9P-1-01, Nagoya, Japan, 1980.
4. W. L. Kruer, Laser Program, Annual Report - 1979, vol. 2, UCRL-500-21-79, p. 3-43.
5. Л. М. Горбунов, УФН, 109, 631 (1973).
6. Л. М. Горбунов, ЖЭТФ, 65, 990 (1973).
7. Н. Г. Басов и др., ЖЭТФ, 67, 118 (1974).
8. Н. Е. Андреев и др., Письма в ЖЭТФ, 18, 624 (1973).
9. Н. Е. Андреев и др., Квантовая электроника, 1, 1099 (1974).
10. В. В. Пустовалов, В. П. Силин, ЖЭТФ, 59, 2215 (1970); Письма в ЖЭТФ, 16, 308 (1972); ЖЭТФ, 65, 195 (1973).
11. Б. А. Альтеркоп, А. А. Рухадзе, ЖЭТФ, 62, 989 (1972).