Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 11, стр. 609 – 612 *5 июня 1976 г.*

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА – БРИЛЛЮЭНА (ВРМБ) В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

В.П.Силин, А.Н.Стародуб

Обнаружена абсолютная ВРМБ неустойчивость в плазме, которая в отличие от конвективной способствует аномальному нагреву плазмы.

Параметрическое преобразование электромагнитного излучения (волны накачки) в поперечную электромагнитную и ионнозвуковую волны (ВРМБ) привлекает большое внимание исследователей, поскольку оно может быть причиной аномально большого рассеяния плазмой падающего на нее излучения. Такой вывод может быть, в частности, получен из результатов теории ВРМБ в пространственно однородной плазме (см., например, [1]). В настоящем сообщении мы изложим результаты теории ВРМБ для пространственно неоднородной плазмы, предсказывающие явление параметрического преобразования, которое сопровождается возникновением запертого в плазме излучения, не выходящего из плазмы. Поэтому такое ВРМБ преобразование приводит не к рассеянию, а к поглощению волны накачки, и отвечает абсолютной неустойчивости в неоднородной плазме (ср. [2, 3]).

Для анализа следствий уравнений Максвелла и связанных с ними уравнений гидродинамики неизотермичной электронно-ионной плазмы используем приближение геометрической оптики. Тогда в предположении, что поле волны накачки слабо меняется на характерной длине изменения плазменных возмущений, получаем следующее выражение для проекции $k_x(x)$ волнового вектора на направление оси x, вдоль которой плазма неоднородна:

$$k_x^2(x) \equiv k_\pm^2 = k_\perp^2\{u + v \pm[(u-v)^2 + \frac{1}{4} v_E^2(x) v_{Te}^{-2}\omega_{Le}^2(x) k_\perp^{-2} c^{-2}]^{1/2}\},$$

где $k_\perp$ – проекция волнового вектора на плоскость, ортогональную оси x, v_{Te} – тепловая скорость электрона, c – скорость света в вакууме, $\omega_{Le}(x)$ – ленгмюровская частота электронов. Наконец, $2u = [\omega^2 - k_\perp^2 v_s^2 + 2i\gamma_s\omega](k_\perp v_s)^2$, $2v = [(\omega-\omega_0)^2 + 2i\gamma_t(\omega-\omega_0) - k_\perp^2 c^2 - \omega_{Le}^2(x)](k_\perp c)^{-2}$, где ω – частота ионнозвуковой волны, ω_0 – частота волны накачки, v_s – скорость звука в плазме, γ_s и γ_t – декременты затухания ионнозвуковой и поперечной плазменных волн.

Зависимость скорости осцилляций электрона $v_E(x) = eE_0(x)m_e^{-1}\omega_0^{-1}$ от координаты для линейного профиля плотности, когда $\omega_{Le}^2(x) = \omega_0^2[1 + xL_N^{-1}]$, определяется тем, что для поля волны накачки имеем $E_0(x) = AE(0)\mathrm{Ai}(\zeta)$. Здесь $E(0)$ – амплитуда волны накачки в вакууме, $A = 2(\omega_0 L_N c^{-1})^{1/6}$ – фактор, учитывающий ее разбухание в неоднородной плазме, $\mathrm{Ai}(\zeta)$ – функция Эйри, а $\zeta = xL_E^{-1}$, где $L_E = (c^2 L_N/\omega_0^2)^{1/3}$. Такая зависимость от координаты делает возможным возникновение особых точек вектора $k_x(x)$ с различными действительными частями, что является определяющим для существования абсолютной ВРМБ неустойчивости. Два типа особых точек отвечают двум различным механизмам пространственной локализации возмущений: отражению возмущений от точек поворота, в которых $k_\mp(x) = 0$, и взаимной трансформации волн в точках ветвления, в которых $k_+(x) = k_-(x)$, соответственно.

Обратимся сначала к случаю локализации возмущений точками поворота. Если размер неоднородности плазмы такой, что

$$L_N > c\,\omega_0^{-1}(64|\zeta_m|^3)^{-1}\omega_s^{3/2}\gamma_s^{-3/2}\,\omega_0\,\omega_{Le}^{-1}(x_m)\omega_0^{3/2}(\gamma_t(c))^{-3/2} \equiv$$

$$\equiv |\zeta_m|^{-3} L_1,$$

где $\gamma_t(c)$ – декремент затухания поперечной волны в критической точке, то порог ВРМБ описывается формулой, близкой к полученной для однородной плазмы [1] ($\omega_s \equiv k_\perp v_s$):

$$\frac{v_E^2(x_m)}{v_{Te}^2} = 16\frac{\gamma_s\gamma_t(c)}{\omega_s\omega_0}\left[1 - |\zeta_m|\frac{L_E}{L_N} + \frac{(2n+1)\pi}{4(\pi+4)}|\zeta_m|^{1/2}\left(\frac{c}{\omega_0 L_N}\right)^{1/3}\left(\frac{\omega_0}{\gamma_t(c)}\right)^{1/2}\frac{\omega_0}{\omega_{Le}(x_m)}\right]. \tag{1}$$

Так как третье слагаемое в области применимости этой формулы больше второго, то порог ВРМБ при перемещении по профилю плотности в область разреженной плазмы не убывает (как этого можно было бы ожидать на основании теории однородной плазмы [1]), а возрастает.

С укручением профиля плотности порог ВРМБ увеличивается. При

$$|\zeta_m|^{-3}L_1 > L_N > c\omega_0^{-1}\zeta_m^6\gamma_s^{3/2}\omega_s^{-3/2}\omega_0^{3/2}(\gamma_t(c))^{-3/2}\omega_0^3\omega_{Le}^{-3}(x_m) \equiv \zeta_m^6 L_2$$

порог неустойчивости определяется формулой

$$v_E^2(x_m)v_{Te}^{-2} = \zeta_m^{-2}\omega_{Le}^2(x_m)\omega_0^{-2}(c\,\omega_0^{-1}L_N^{-1})^{2/3} . \tag{2}$$

Для еще более крутого профиля, когда $L_N < \zeta_m^6 L_2$ порог возрастает до значения

$$\frac{v_E^2(x_m)}{v_{Te}^2} = 2\zeta_m^2\frac{\gamma_t\gamma_s}{(\gamma_t+\gamma_s)^2}\frac{\omega_{Le}^2(x_m)}{\omega_0\omega_s}\left(\frac{c}{\omega_0 L_N}\right)^{4/3}\left[1+\sqrt{1-\left(\frac{\gamma_s+\gamma_t}{\gamma_t}\right)^2|\zeta_m|^{-3}}\right] \tag{3}$$

Например, если плазма, создаваемая при облучении D_2-мишени Nd-лазером, имеет температуру $T_e \approx 1$ *кэв* и размер неоднородности $L_N = 10^{-2}$ *см*, то минимальный порог, описываемый формулой (2) равен 10^{13} *вт/см*^{2} и достигается при $|\zeta_m| = 3{,}248$.

Перейдем теперь к случаю локализации возмущений точками ветвления. Если $L_N > c\omega_0^{-1}\ \omega_0^{3/2}(\gamma_t(c))^{-3/2}$, то порог определяется диссипацией плазменных волн:

$$\frac{v_E^2(x_m)}{v_{Te}^2} = 4|\zeta_m|\frac{L_E}{L_N}\left[\frac{\gamma_s}{\omega_s} + \frac{\gamma_t(c)}{\omega_0}\ \frac{\omega_{Le}^4(x_m)}{\omega_0^4}\ \frac{L_N}{|\zeta_m|L_E}\right]^2 . \tag{4}$$

Отсюда следует, что минимальный порог, равный

$$v_E^2(x_m)v_{Te}^{-2} = 16\gamma_s\gamma_t(c)\omega_s^{-1}\omega_0^{-1}, \tag{5}$$

достигается в экстремуме поля накачки, координата которого равна $|\zeta_m| \approx \gamma_t(c)\omega_0^{-1}\omega_s\gamma_s^{-1}L_N L_E^{-1}$. Напротив, при $L_N < L_3$, порог неустойчивости существенно зависит от неоднородности плазмы:

$$\frac{v_E^2(x_m)}{v_{Te}^2} = \frac{\omega_{Le}^2(x_m)}{\omega_0^2} |\zeta_m|^{-2} \frac{L_E}{L_N} + \frac{(2n+1)^2 2\pi^2}{(4+\pi)^2} |\zeta_m| \times$$

$$\times \left| \frac{\gamma_s}{\omega_s} - \frac{\gamma_t(c)}{\omega_0} \frac{\omega_{Le}^4(x_m)}{\omega_0^4} \frac{L_N}{|\zeta_m| L_E} \right|^{1/2} \frac{c^2}{\omega_{Le}^2(x_m) L_E^2} . \quad (6)$$

Сравнивая формулы (1) и (4), можно увидеть, что при размере неоднородности плазмы вблизи критической точки $L_N > L_1$ минимальный порог (5) реализуется в области профиля $|\zeta_m| < \gamma_t(c)\omega_0^{-1} L_N L_E^{-1}$, а также при $|\zeta_m| \approx \gamma_t(c)\omega_0^{-1}\omega_s \gamma_s^{-1} L_N L_E^{-1}$. Локализация возмущений при этом связана с точками поворота или ветвления, соответственно. Аналогично, сравнивая формулы (2), (3), (6), приходим к выводу, что при $L_3 > L_N > L_2$ минимальный порог описывается формулой (6)(вблизи критической точки порог (2) неустойчивости, локализованной точками поворота, совпадает с описываемым формулой (6)). Наконец, если $L_N < L_2$, то только вблизи критической точки возможна неустойчивость, связанная с точками поворота, с порогом (3). На остальном профиле минимальный порог ВРМБ снова описывается формулой (6).

Поскольку нарастающие возмущения локализованы вблизи экстремумов поля накачки, то эта неустойчивость не приводит к аномальному отражению, но способствует аномальному нагреву плазмы. Вместе с тем, может иметь место туннельный эффект, из-за которого волна сателлита может выходить из плазмы. Есл.. Δx – размер области локализации неустойчивости, то амплитуда E_e и E_i волны сателлита вне и внутри области локализации связаны соотношением $E_e \approx E_i \exp\{-L_E(\Delta x)^{-1}\}$ Поскольку область локализации Δx существенно меньше размера L_E неоднородности волны накачки, то $E_i >> E_e$. Это позволяет сделать вывод об экспоненциальной малости отражения вследствие туннельного эффекта.

Поглощение волны накачки (например, из-за тормозного поглощения, линейной трансформации или других параметрических неустойчивостей) не изменяет абсолютного характера изученной неустойчивости, но увеличивает значение пороговой амплитуды $E_{\text{пор}}(0)$ волны накачки в вакууме в $R^{-1/2}$ раз, где R – эффективный коэффициент отражения волны накачки ($R < 1$).

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 марта 1976 г.

Литература

[1] Л.М.Горбунов. ЖЭТФ, 55, 2298, 1968.

[2] F.W.Perkins, J. Flick. Phys. Fluids, 14, 2012, 1971.

[3] В.П.Силин, А.Н.Стародуб. ЖЭТФ, 66, 176, 1974; ЖЭТФ, 67, 2110, 1974; Препринт ФИАН СССР, №182, 1975.