Краткие сообщения по физике № 5-1987 г.

УДК 533.95

ДВОЙНОЕ ВЫНУЖДЕННОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ (ДВКтР) В ОДНОРОДНОМ ПЛАЗМЕННОМ СЛОЕ

А.В. Куприн

Получено дисперсионное уравнение ДВКтР в модели однородного слоя плазмы. Найдены спектры возбуждений при различных степенях неизотермичности в пределе малых и близких к единице коэффициентов отражения волн от задней границы плазмы.

В экспериментах по лазерному облучению твердых мишеней /1,2/ обнаружены противоречия с традиционной теорией ВРМБ. С целью их устранения была сформулирована теория двойного ВРМБ (ДВРМБ) /3/, базирующаяся на гидродинамическом описании возбуждающегося при рассеянии ионного звука с учетом на кинетическом уровне линейного затухания Ландау. Такой подход возможен, если температура электронов значительно больше температуры ионов: $zT_e/T_i \gg 1$. В настоящей работе развита теория, пригодная при произвольной степени неизотермичности плазмы.

Рассмотрим однородный плазменный слой толщины l $(0 < x < l)$, одна из границ которого $(x = 0)$ прозрачна для электромагнитных волн, а другая $(x = l)$ частично отражает их в зеркальном направлении. Слева на этот слой под углом θ падает s-поляризованная волна накачки с частотой ω_0. Процесс ВКтР описывается парой уравнений для электромагнитного поля $\mathcal{E}_z = \mathrm{Re}[E(\mathbf{r}, t)\exp(-i\omega_0 t)]$ и низкочастотного возмущения плотности $\delta n_e(\mathbf{r}, t) = \int d\omega d\mathbf{k} \delta n_e(\omega, \mathbf{k}) \exp(-i\omega t + i\mathbf{kr})$:

$$(2i\omega_0(\partial/\partial t) + c^2 \vec{\nabla}^2 + \omega_0^2 - \omega_{Le}^2) E(\mathbf{r}, t) = \omega_{Le}^2 E(\mathbf{r}, t) \delta n_e(x, t)/n_e, \tag{1}$$

$$[1/\delta\epsilon_e(\omega, \mathbf{k}) + 1/(1 + \delta\epsilon_i(\omega, \mathbf{k}))](\delta n_e(\omega, \mathbf{k})/n_e) = r_{De}^2(\vec{\nabla}^2 |E|^2)_{\omega,\mathbf{k}}/16\pi n_c \kappa_Б T_e.$$

Здесь ω_{Le} – электронная ленгмюровская частота; n_e – плотность плазмы; n_c – критическая плотность; r_{De} – электронная дебаевская длина; $\kappa_Б$ – постоянная Больцмана; $\delta\epsilon_{e,i}$ – диэлектрические проницаемости электронов и ионов.

Пусть возмущения плотности распространяются вдоль оси x. В этом случае пространственная структура электромагнитного поля в плазме исчерпывается падающими и зеркально отраженными волнами накачки, стоксовых и антистоксовых компонентов:

$$E = \sum_{\sigma=\pm1} E_\sigma(x, t) \exp(i\sigma k_0 x \cos\theta + ik_0 y \sin\theta), \tag{2}$$

$$\delta n_e = - in_e \sum_{\sigma=\pm1} \nu_\sigma(x, t) \exp(2i\sigma k_0 x \cos\theta),$$

где $k_0 = (\omega_0/c)\sqrt{1 - n_e/n_c}$. Подставив (2), где E_σ и ν_σ разложены во временные ряды Фурье, в (1) и укоротив уравнения поля, в линейном по амплитудам рассеянных волн приближении получим систему дифференциальных уравнений первого порядка. Подчинив общее решение этой системы граничным условиям, отвечающим падающей заданной волне накачки и частичному отражению волн от задней границы плазмы с изменением фазы (коэффициент отражения равен $r\exp(i\varphi)$, /3/), получим дисперсионное уравнение ДВКтР:

$$2\cos(Mq_0 l/\delta) = [\delta(1 - r^2)/(1 + r^2) - 1](1 - r^2)/r^2. \tag{3}$$

Здесь $q_0 = k_0 n_e r_{De}^2 I/4\cos\theta(n_c - n_e)(r_{De}^2 + r_{Di}^2/(1 + 4k_0^2 r_{Di}^2 \cos^2(\theta))$; $I = |E_0|^2/8\pi n_c \kappa_Б T_e$ – нормированная интенсивность падающей волны накачки.

Для максвелловской плазмы

$$\delta = [1 + \frac{r_{Di}^2}{r_{De}^2}\ (1 + 4k_0^2 r_{Di}^2 \cos^2\theta)]^{-1} \left[1 - i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\ \frac{v_{Ti}}{v_{Te}}\ \xi + \frac{r_{Di}^2/r_{De}^2}{4k_0^2 r_{Di}^2 \cos^2\theta + \chi_i'(\xi) + i\chi_i''(\xi)}\right],$$

где $\xi \equiv \omega/2k_0 v_{Ti}\cos\theta$, и в случае действительных ξ

$$\chi_i'(\xi) = 1 - \xi\exp(-\xi^2/2)\int_0^\xi \exp(t^2/2)\,dt;\quad \chi_i''(\xi) = \sqrt{\pi/2}\,\xi\exp(-\xi^2/2). \tag{4}$$

В уравнении (3) $M = [(1 + r^4)(1 - \delta)^2 + 2r^2(1 - \delta^2)]^{1/2}$.
При малых коэффициентах отражения $r^2 \ll 1$, уравнение (3) упрощается:

$$\exp[-iq_0 l(1 - \delta)/\delta] = (\delta - 1)/r^2. \tag{5}$$

Будем искать пороговые значения ξ и $q_0 l$. На пороге инкремент неустойчивости равен нулю, поэтому ξ – действительная величина, и можно пользоваться формулами (4). При $r^2 \ll 1$ имеем $q_0 l \gg 1$, и в нулевом приближении по параметру $1/q_0 l$ получим:

$$1 + \frac{r_{Di}^2}{r_{De}^2} + 4k_0^2 r_{Di}^2\cos^2\theta = \frac{\pi}{2}\ \xi\exp(-\xi^2/2)\left[\int_0^\xi \exp(t^2/2)\,dt\right]^{-1} + \xi\exp(-\xi^2/2)\int_0^\xi \exp(t^2/2)\,dt. \tag{6}$$

Уравнение (6) позволяет найти зависимость пороговых значений от степени неизотермичности плазмы, если $k_0^2 r_{Di}^2 \ll 1$. Возбуждение неустойчивости может иметь место только в случае $zT_e/T_i > 2/(\pi - 2) \approx 1{,}75$. При $zT_e/T_i \gg 1$ ДВКтР переходит в ДВРМБ. При $zT_e/T_i \to 1{,}75$ частота уменьшается по закону $\xi^2 = [3/(\pi - 3)][(\pi/2 - 1) - r_{Di}^2/r_{De}^2]$, а пороговое значение $q_0 l$ стремится к бесконечности:

$$(q_0 l)_{thr} = \frac{\sqrt{2\pi}}{(\pi - 2)\,\xi}\ \ln\left[\frac{\xi(\pi - 2)}{r^2\sqrt{2\pi}}\right],\quad \xi \to 0.$$

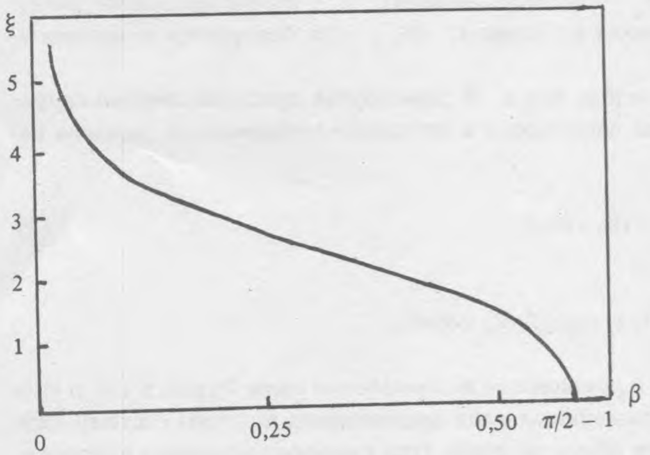

Рис. 1. Зависимость нормированного сдвига частоты $\xi = \omega/2k_0 v_{Ti}\cos\theta$ при ДВКтР от параметра $\beta = r_{De}^2/r_{Di}^2$. При $\beta \ll 1$ $(zT_e/T_i \gg 1)$ $\xi = \beta^{-1/2}$, при $\beta \to \pi/2 - 1$ $\xi \sim (\pi/2 - 1 - \beta)^{1/2}$.

Зависимость ξ от r_{Di}^2/r_{De}^2 представлена на рис. 1. Переход от неустойчивости с малыми ξ к случаю ДВРМБ осуществляется через "тепловые" частоты $\omega \sim k_0 v_{Ti}$. В следующем порядке по $1/(q_0 l)_{thr}$ из уравнения (5) находим малые поправки к решению уравнения (6). Они зависят от целочисленного n, нумерующего моды возбуждений, по линейному закону.

При $r^2 = 1$ неустойчивости нет. Однако при $0 < (1 - r^2) \ll 1$ можно построить решения уравнения (3) вблизи ионного резонанса $1 + \delta\epsilon_i(\omega, k) \cong 0$. А именно, если $|\mathrm{Im}\,\delta| \lesssim 1 \ll |\mathrm{Re}\,\delta|$ (что имеет место при $|\omega -$

$-\omega_{Li}| \gtrsim \nu_{ii}(2k_0 r_{Di}\cos\theta)^2$, ν_{ii} – частота ион-ионных соударений), то

$$\omega^{(n)} = \omega_{Li}\left[1 - \frac{(1-r^2)^2}{32k_0^2\cos^2\theta(r_{De}^2 + r_{Di}^2)}\left(1 - \frac{8}{\pi^2(2n-1)^2}\right)\right], \tag{7}$$

$$(q_0 l)_{thr}^{(n)} = \frac{2\pi n - \pi}{(1-r^2)\sqrt{2}}\left(1 + \frac{2}{\pi^2(2n-1)^2}\right).$$

Формулы (7) можно применять, если номер моды $n \geqslant 3$. Минимальный порог $(q_0 l)_{min} \cong 2{,}5/(1-r^2)$ достигается при $n = 1$. Соответствующая частота равна:

$$\omega^{(1)} = \omega_{Li}[1 - (1-r^2)/24k_0^2\cos^2\theta(r_{De}^2 + r_{Di}^2)]. \tag{8}$$

Формулы (7), (8) являются асимптотическими по $(1 - r^2)$. Для их справедливости требуется выполнение неравенства

$$2{,}5\cdot 10^{-3}(n_c/n_e - 1)(z/T_i)^{1/2}(1 + zT_e/T_i)^{1/2} N_i^{1/4}\cos^2\theta \ll (1-r^2) \ll 0{,}5,$$

где T_i выражена в кэВ, а N_i – плотность ионов, нормированная на критическую плотность для излучения неодимового лазера, равную 10^{21} см$^{-3}$. Приведем пороговое значение плотности потока лазерного излучения неодимового лазера для ДВКтР:

$$c|E_0|^2/8\pi = 0{,}8\cdot 10^{14}(n_c/n_e)(1 - n_e/n_c)^{1/2}(T_e + T_i/z)\cos\theta/l(1-r^2)\ \text{Вт/см}^2. \tag{9}$$

Здесь $T_{e,i}$ выражена в кэВ, длина l нормирована на 100 мкм. Пороговое значение (9) на два порядка выше соответствующего значения для "зеркального" ДВРМБ. Отметим, что формула (9) описывает порог абсолютной неустойчивости при $r^2 \cong 1$, тогда как при $r^2 \geqslant 0{,}33$ ДВРМБ для рассмотренной фазовой решетки вообще не имеет места /3/.

Автор благодарен В.П. Силину за постановку задачи и руководство работой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Banfi G., Eidman K., Sigel R. Opt. Commun., **52**, 35 (1984).
2. Banfi G. Z. Phys. B – Condensed Matter, **62**, 51 (1985).
3. Зозуля А.А., Силин В.П., Тихончук В.Т. ЖЭТФ, **86**, 1296 (1984).

Поступила в редакцию 2 февраля 1987 г.