Литература

1. W. K. Bischel et al., Appl. Phys. Lett., 34, 565 (1979).
2. H. T. Powell, R. E. Wilder, Topical Meeting on Excimer Lasers, Charleston, S. Carolina, 1979, p. Tu-A9.
3. D. L. Eckstrom, H. C. Walker, Conference on laser and electrooptics, Washington, 1981, p. 112.
4. В. М. Бучнев и др., Квантовая электроника, 10, № 2, 350 (1983).
5. E. T. Verkhovtseva, A. E. Ovechkin, Ya. M. Fagel, Chem.Phys. Lett., 30, 120 (1975).

Краткие сообщения по физике № 10 1983

ВРМБ В ПЛАЗМЕ С ОТРАЖАЮЩЕЙ ГРАНИЦЕЙ

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

УДК 533.9

Изложены результаты теории абсолютной ВРМБ неустойчивости при нормальном падении волны накачки на слой плазмы с отражающей задней границей. Показано, что минимальный порог отвечает рассеянию под большими углами.

Авторы работ /I-3/ показали, что вынужденное рассеяние во встречных пучках накачки представляет собой абсолютную параметрическую неустойчивость. Такая абсолютная неустойчивость может представлять интерес для теории ВРМБ в плазме с критической плотностью, от которой излучение частично отражается. При нормальном падении излучения на однородный слой плазмы две компоненты волны накачки - падающая и отраженная - представляют собой два встречных пучка работ /I-3/. Мы покажем, что легче возбуждается абсолютная неустойчивость с раскачкой стоксовой и антистоксовой компонент рассеянного поля, распространяющихся не в направлении волн накачки, как это было в /I-3/, а под углом к этому направлению. При этом под заданным углом распространения θ возможно возбуждение двух наборов сателлитов, отличающихся сдвигом частоты.

Для обсуждаемого процесса высокочастотное электрическое поле имеет вид:

$$E_z(x,y,t) = \frac{1}{2}\sum_{\sigma=\pm 1}\Big[E_{0\sigma}e^{i\sigma k_0 x} + E_{1\sigma}\exp(i\sigma k_0 x\cos\theta -$$

$$- ik_0 y\sin\theta - i\omega_{\pm}t) + E_{-1\sigma}\exp(i\sigma k_0 x\cos\theta + ik_0 y\sin\theta +$$

$$+ i\omega_{\pm}t)\Big]e^{-i\omega_0 t} + \text{к.с.},$$

где $k_0 = (\omega_0/c)\sqrt{1 - n_e/n_c}$ - волновой вектор накачки с частотой ω_0, n_e - плотность плазмы, n_c - критическая плотность, $\sigma = 1$ отвечает волнам, бегущим в направлении падающей волны, $\sigma = -1$ - навстречу ей, θ - угол распространения стоксовой $(E_{-1\sigma})$ и антистоксовой $(E_{1\sigma})$ компонент рассеянного поля, частота звуковой волны при заданном угле θ может принимать два значения $\omega_{\pm} = k_0 v_s\sqrt{2(1 \pm \cos\theta)}$, где v_s - скорость звука. Для возмущения плотности соответственно имеем:

$$\delta n_e(x,y,t) = - in_e\sum_{\sigma=\pm 1}\nu_\sigma(x,t)\exp(i\sigma k_0 x(1 \pm \cos\theta) -$$

$$- ik_0 y\sin\theta - i\omega_{\pm}t) + \text{к.с.}$$

Для сателлитов со сдвигом частоты $\omega_+ = 2k_0 v_s\sin(\theta/2)$ уравнения Максвелла и уравнения гидродинамики в предположении достаточно большого затухания звука дают следующую систему укороченных уравнений:

$$\sigma\frac{\partial}{\partial x}E_{1\sigma} = -\frac{\alpha k_0}{2\cos\theta}E_{0-\sigma}\nu_\sigma, \quad \sigma\frac{\partial}{\partial x}E_{-1\sigma} = \frac{\alpha k_0}{2\cos\theta}E_{0-\sigma}\nu^*_{-\sigma}, \quad (I)$$

$$\left(\gamma_s^{+} + \frac{\partial}{\partial t}\right)\nu_\sigma = \frac{\omega_+}{32\pi n_c \varkappa_Б T}\,(E_{1\sigma}E^*_{0-\sigma} + E_{0\sigma}E^*_{-1-\sigma}), \tag{2}$$

где $\gamma_s^{\pm}$ – декремент затухания звука с частотой $\omega_\pm$, T – температура плазмы, $\varkappa_Б$ – постоянная Больцмана, $\alpha = n_e/(n_c - n_e)$. Эту систему уравнений дополним следующими граничными условиями:

$$E_{\pm 11}(0) = 0,\; E_{\pm 1-1}(l) = E_{\pm 11}(l) r e^{i\varphi},\;\; E_{0-1} = E_{01} r_0 e^{i\varphi_0}, \tag{3}$$

отвечающими отсутствию входящих рассеянных волн при x = 0 и зеркальному отражению всех взаимодействующих волн при x = l.

Примем зависимость всех величин от времени в виде $\exp(\lambda\gamma_s^{+}t)$. Имея в виду, что система уравнений (I) имеет два интеграла

$$E_{1\sigma}E^*_{0\sigma} - E_{0-\sigma}E^*_{-1-\sigma} = \text{const}, \tag{4}$$

сведем систему (I), (2) к двум уравнениям:

$$\frac{dE_{11}(x)}{dx} = -\frac{\varkappa_+}{(1+\lambda)l}\Big[E_{11}(x)(1 + r_0^2) - E_{11}(l) + r r_0 E_{-11}(l)\,\frac{E_{01}}{E^*_{01}}\,e^{i(\varphi_0-\varphi)}\Big], \tag{5}$$

$$\frac{dE^*_{-11}(x)}{dx} = \frac{\varkappa_+}{(1+\lambda)l}\Big[E^*_{-11}(x)(1 + r_0^2) - E^*_{-11}(l) + r r_0 E_{11}(l)\,\frac{E^*_{01}}{E_{01}}\,e^{i(\varphi-\varphi_0)}\Big],$$

где $\varkappa_+ = \alpha k_0 l\omega_+ I/8\gamma_s^{+}\cos\theta$ – обычный коэффициент конвективного усиления, $I = |E_{01}|^2/8\pi n_c\varkappa_Б T$. Решение системы (5) с граничными условиями (2) дает следующее дисперсионное уравнение:

$$-\operatorname{ch}\left(\frac{1 + r_0^2}{1+\lambda}\,\varkappa_+\right) = f \equiv (1 - 2r^2r_0^2 + r_0^4)/2r_0^2(1 + r^2). \tag{6}$$

Для сателлитов со сдвигом частоты $\omega_- = 2k_0v_s\sin(\theta/2)$ вместо системы уравнений (I), (2) имеем:

$$\sigma \frac{\partial}{\partial x} E_{1\sigma} = - \frac{\alpha k_0}{2\cos\theta} E_{0\sigma} \nu_{-\sigma}; \quad \sigma \frac{\partial}{\partial x} E_{-1\sigma} = \frac{\alpha k_0}{2\cos\theta} E_{0\sigma} \nu^*_{\sigma},$$

$$(\gamma_s^- + \frac{\partial}{\partial t})\nu_\sigma = \frac{\omega_-}{32\pi n_c \varkappa_Б T} (E_{1-\sigma} E^*_{0-\sigma} + E_{0\sigma} E^*_{-1\sigma}).$$

Эта система уравнений имеет два первых интеграла, аналогичных (4), с помощью которых задача на устойчивость сводится к двум уравнениям:

$$\frac{dE_{11}(x)}{dx} = - \frac{\varkappa_-}{(1 + \lambda)l} \Big[(1 + r_0^2)E_{11}(x) - r_0^2 E_{11}(l) +$$

$$+ r r_0 E^*_{-11}(l) \frac{E_{01}}{E^*_{01}} e^{i(\varphi_0 - \varphi)}\Big],$$

$$\frac{dE^*_{-11}(x)}{dx} = \frac{\varkappa_-}{(1 + \lambda)l} \Big[(1 + r_0^2)E^*_{-11}(x) - r_0^2 E^*_{-11}(l) +$$

$$+ r r_0 E_{11}(l) \frac{E^*_{01}}{E_{01}} e^{i(\varphi - \varphi_0)}\Big].$$

Хотя эта система и отличается от (5), ее решение снова сводится к дисперсионному уравнению вида (6) с заменой $\varkappa_+ \to \varkappa_- =$ $= \alpha k_0 l I \omega_- / 8\gamma_s^- \cos\theta$. Поскольку для звуковых волн с $kr_D \ll 1$ отношение ω/γ_s не зависит от длины волны, и, следовательно, частоты звука, то $\varkappa_+ = \varkappa_- = \varkappa$.

Решение дисперсионного уравнения (6) дает ($U = f + \sqrt{f^2 - 1}$, n – целое) следующие выражения для инкремента $\gamma_s \lambda'$ и частоты $\gamma_s \lambda''$ возбуждаемых при неустойчивости колебаний:

$$\lambda' = - 1 + \varkappa(1 + r_0^2)\ln U\left[\ln^2 U + (2n + 1)^2\pi^2\right]^{-1},$$

$$\lambda'' = (2n + 1)\pi\varkappa(1 + r_0^2)\left[\ln^2 U + (2n + 1)^2\pi^2\right]^{-1}.$$

Моды с $n = 0, -1$ имеют наименьшие пороги:

$$I_{th} = (8\gamma_s \cos\theta/\alpha k_0 l\omega)(1 + r_0^2)^{-1}\ln U(1 + \pi^2/\ln^2 U). \qquad (7)$$

Из приведенных выражений следует, что неустойчивость имеет место не при всех значениях коэффициентов отражения r_0 и r. Критерием возможности возникновения неустойчивости является неравенство $f > 1$, что приводит к условию $r < (1 - r_0^2)/2r_0$. В частности, для равных коэффициентов отражения $r_0 = r$ неустойчивость возможна при $r_0^2 < 1/3$ (ср. с /2/), в условиях отсутствия отражения рассеянных волн $r = 0$ (это отвечает условиям /I/) неустойчивость возможна при $r_0^2 < 1$.

Минимальный порог

$$I_{min} = 16\pi\gamma_s \cos\Theta/\alpha\omega k_0 l \tag{8}$$

достигается при условии $U = e^{\pi}$ или $r_{0*}^2 = e^{-\pi}$. В силу малости r_{0*} это значение практически не зависит от величины r.

Порог (7) как функция угла Θ убывает с ростом Θ. Случай $\Theta = 0$ отвечает максимальному значению порога. Минимальный порог достигается при больших углах рассеяния $\Theta \sim \pi/2$. Оптимальный угол Θ_* можно определить из условия равенства длины рассеянной волны в x-направлении $1/k_0\cos\Theta_*$ длине конвективного усиления $8\gamma_s\cos\Theta_*/\alpha I\omega k_0$, откуда

$$\cos\Theta_* \approx (\alpha I\omega/8\gamma_s)^{1/2} \ll 1. \tag{9}$$

Для минимального порога (8) использование (9) дает

$$I_{th,min} \approx 32\pi^2\gamma_s/\alpha\omega(k_0 l)^2.$$

Такой порог реализуется для достаточно широкого пучка накачки $\Delta y > l/\cos\Theta_* \sim k_0 l^2$. Для более узких пучков

$$I_{th,min} \approx 16\pi\gamma_s/\alpha\omega k_0\Delta y.$$

В силу независимости дисперсионного уравнения (6) от знака угла Θ под одним углом могут одновременно наблюдаться и стоксовы, и антистоксовы сателлиты на частотах $\omega_0 \pm \omega_+$ и $\omega_0 \pm \omega_-$. Интенсивность красных сателлитов должна быть больше интенсивности соответствующих синих в $1/r_0^2$ раз для ω_- и в $1/r_0^6$ раз для ω_+.

Таким образом, нами продемонстрирована возможность возбуждения абсолютной неустойчивости в случае рассеяния под углом к направлению падения волны накачки и получена оценка оптимального для возбуждения неустойчивости угла рассеяния. Основное отличие нашей постановки задачи от работ /I,3/ состоит в том, что две встречные волны накачки возникают в нашей задаче за счет наличия частично отражающей задней стенки. При этом, естественно, возникает необходимость учета отражения также и компонент рассеянного поля ($r \neq 0$). Результаты работы /I/ следуют из формулы (7) при $r = 0$ и $\theta = 0$. Учет отражения рассеянных волн сказывается существенно на тех значениях r_0, при которых возможна неустойчивость. Увеличение r приводит к сужению области неустойчивости. Вместе с тем учет $r \neq 0$ практически не сказывается на значении r_{0*}, при котором порог неустойчивости минимален. Это объясняется малостью $r_{0*} \simeq 4\%$.

Рассмотрение рассеяния под углом к направлению волны накачки приводит к двум качественным различиям: во-первых, порог неустойчивости убывает с ростом θ, во-вторых, при $\theta \neq 0$ с одинаковым порогом возбуждаются два набора рассеянных волн. Один из них с частотами $\pm 2k_0 v_s \cos(\theta/2)$ при $\theta \to 0$ переходит в рассмотренный в работах /I-3/. Неустойчивость с частотами $\pm 2k_0 v_s \sin(\theta/2)$ ранее не обсуждалась. В области малых углов $\theta < (\alpha I\omega/4\gamma_s)^{1/2}$ ее порог возрастает с уменьшением $\theta \to 0$. Для оптимальных углов рассеяния $\theta \sim \pi/2$ частоты обеих пар неустойчивых волн практически совпадают.

Поступила в редакцию
26 апреля I983 г.

Литература

I. Б. Я. Зельдович, В. В. Шкунов, Квантовая электроника, 9, № 2, 393 (I982).
2. Н. Ф. Андреев и др., ЖЭТФ, 82, № 4, I047 (I982).
3. В. И. Беспалов и др., Квантовая электроника, 9, № I2, 2367 (I982).