

УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРА ВЫНУЖДЕННОГО
КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ЛАЗЕРНОЙ
ПЛАЗМЕ

Л. М. Горбунов, А. С. Широков

УДК 533.951

Рассчитан спектр ВКР из неоднородной плазмы для различных углов наблюдения и радиусов лазерного луча. Показано, что с уменьшением радиуса максимум спектральной интенсивности смещается в сторону меньших углов; форма линии ВКР не симметрична.

Вопрос о вынужденном комбинационном рассеянии света (ВКР) в лазерной плазме обсуждался во многих работах. В частности, в ряде работ численно /1,2/ и аналитически /3,4/ изучался спектр ВКР. Было показано /4/, что для угловых характеристик спектра важное значение имеет рефракция и тормозное поглощение рассеянного излучения в неоднородной плазменной короне. Однако, в работе /4/ при расчете спектра использовались приближенные выражения для коэффициента усиления /5/, справедливые, строго говоря, только для лазерного луча бесконечного радиуса. Это не позволило аккуратно проанализировать форму линии и диаграмму направленности ВКР.

В настоящей работе представлены результаты расчета спектра ВКР при нормальном падении лазерного излучения на неоднородную плазму для различных углов наблюдения. В отличие от работы /4/, коэффициент усиления определен из численного расчета с учетом конечного радиуса лазерного луча. Показано, что в спектре ВКР спадание интенсивности в красную сторону происходит быстрее, чем в синюю. С уменьшением радиуса лазерного луча максимум спектральной интенсивности смещается в сторону меньших углов.

Для расчета спектра ВКР используем метод, развитый в работе /5/. Рассмотрим дисперсионное уравнение для связанных через волну накачки (частота ω_0 , волновой вектор \vec{k}_0) ленгмюровских и рассеянных поперечных волн с частотами $\omega, \omega' = \omega_0 - \omega$ и волновыми векторами $\vec{k}, \vec{k}' = \vec{k}_0 - \vec{k}$.

$$\left(1 - \frac{\omega_p^2 + 3k^2 v_{Te}^2}{\omega^2}\right) \left(1 - \frac{\omega_p^2 + k'^2 c^2}{\omega'^2}\right) = \frac{k^2 v_E^2 \omega_p^4}{4\omega_0^2 \omega^4} \sin^2 \Phi, \quad (I)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi e^2 N/m$ - плазменная частота, N и v_{Te} - концентрация и тепловая скорость электронов, $\vec{v}_E = e\vec{E}_0/m\omega_0$ - амплитуда скорости осцилляций электронов в волне накачки, напряженность электрического поля и вектор поляризации которой есть \vec{E}_0 и $\vec{e} = \vec{E}_0/E_0$, $\sin^2 \Phi = [\vec{e}, \vec{k}']^2/k'^2$.

Будем считать, что плазма неоднородна и концентрация электронов зависит от координаты x . Волна накачки распространяется вдоль оси ox , так что $\vec{k}_0 = \{-k_0(x), 0, 0\}$. Из-за неоднородности плазмы рассеяние волн с данной частотой ω' происходит лишь в малой окрестности резонансной точки $x_0(\omega')$, в которой выполняется распадное условие по волновым векторам. Именно вблизи этой резонансной точки возникает усиление рассеянных волн и коэффициент усиления можно найти из дисперсионного уравнения (I), решив его относительно величины $k_x(x)$.

Для решения уравнения используем теорию возмущений (слабая связь волн). В нулевом приближении ($k_x = k_x^{(0)}$, $k = k^{(0)}$) положим $v_E = 0$ и из законов дисперсии для ленгмюровской, рассеянной и падающей волн получим связь между координатой x_0 и смещением частоты рассеянных волн Δ , а также найдем резонансное волновое число $k^{(0)}$:

$$\Delta = (\omega_0 - \omega')/\omega_0 = \sqrt{n(x_0)}, \quad (2)$$

$$k_x^{(0)} = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{1-n} \left[1 + \cos\theta \sqrt{1 + \frac{n-2\sqrt{n}}{1-n}} \right], \quad (3)$$

$$k^{(0)2} = \frac{\omega_0^2}{c^2} \left[2 - n - 2\sqrt{n} + 2\cos\theta \sqrt{1-n} \sqrt{1-2\sqrt{n}} \right],$$

где $n(x) = N(x)/N_c$, $N_c = m\omega_0^2/4\pi e^2$ - критическая концентрация, θ - угол между осью ox и направлением распространения рассеянной волны (угол рассеяния).

В первом приближении ($k_x = k_x^{(0)} + k_1$) разложим все зависящие от координат величины в левой части уравнения (I) в ряд в окрестности точки x_0 . В результате для определения k_1 получим /5/ уравнение

$$\left[\frac{\Delta x}{L} - \epsilon \frac{k_x v_{Te}^2}{\omega_p^2} k_1 \right] \left[c^2 k_1^2 - 2c^2 k_1 (k_0 - k_x) - \Delta x \frac{k_x \omega_p^2}{k_0 L} \right] = - \frac{k^2 v_E^2}{4\omega_0^2} (\omega_0 - \omega_p)^2 \sin^2 \theta, \quad (4)$$

где $L = n |dn/dx|^{-1}$ - масштаб неоднородности, $\Delta x = x - x_0$. Увеличин $k_x^{(0)}$ и $k_0^{(0)}$ опущены верхние индексы.

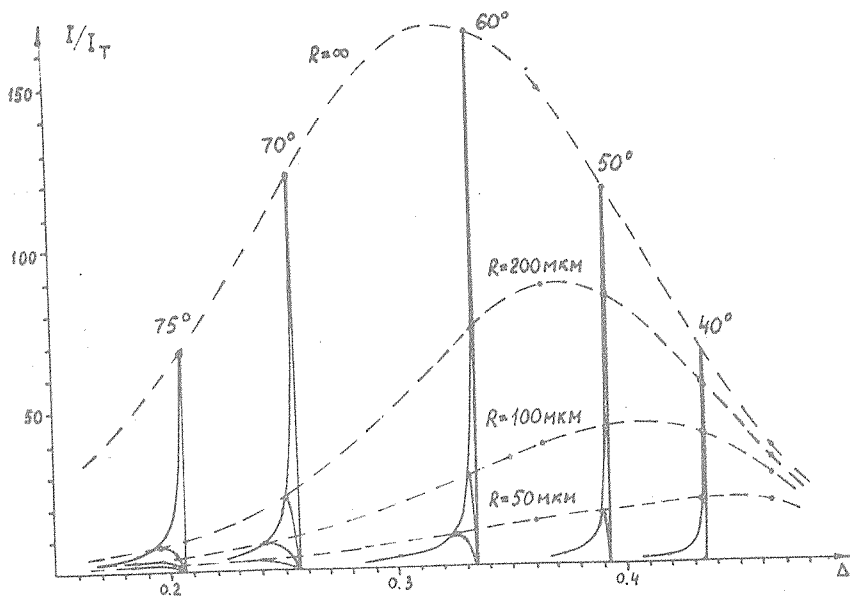
Уравнение (4) решалось численно и находилась величина $\text{Im } k_1(\Delta x)$ для различных значений угла рассеяния θ . Коэффициент усиления рассеянных волн $G(\theta)$ определялся в результате интегрирования $\text{Im } k_1(\Delta x)$ по интервалу Δx_0 , в котором происходит усиление, т.е. $\text{Im } k_1$ отлично от нуля. При этом учитывалось, что для рассеяния назад ($\pi/2 > \theta > 0$) $\text{Im } k_1 > 0$, при $\pi > \theta > \pi/2$ (рассеяние вперед) $\text{Im } k_1 < 0$.

Из-за конечности поперечного размера лазерного луча волны могут выходить через его боковую поверхность раньше, чем пройдут интервал Δx_0 . При этом действительный размер области усиления сократится. Чтобы учесть это обстоятельство, при вычислении коэффициента усиления интегрирование проводилось по интервалу $\min[\Delta x_0, 2R \text{ctg} \theta]$, где R - радиус лазерного луча.

Рефракция рассеянного излучения и тормозное поглощение учитывались так же, как и в работе /4/.

На рис. I представлены результаты расчета спектральной интенсивности ВКР I/I_T (отнесенной к интенсивности рассеяния на тепловых флуктуациях) для различных углов наблюдения θ_∞ в плоскости, перпендикулярной к вектору поляризации \vec{e} . Закон изменения концентрации считался линейным ($L = 500$ мкм). Другие

использованные при расчете параметры были следующими: $\omega_0 = 1,8 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ (неодимовый лазер), $T_e = 0,5 \text{ кэВ}$, $\nu/\omega_0 = 7,4 \cdot 10^{-4}$ (ν - эффективная частота столкновений электронов), $v_E^2/v_{Te}^2 = 0,44$.



Р и с. 1. Спектр ВКР для различных углов наблюдения и радиусов лазерного луча

Из расчетов следует, что для бесконечного радиуса лазерного луча рассеяние с наибольшим максимумом спектральной интенсивности наблюдается в интервале углов $\theta_\infty = 50^\circ - 70^\circ$. Это связано с тем, что выходящее под меньшими углами излучение возникает в более плотных слоях плазменной короны и для него более сильным является тормозное поглощение. Уменьшение интенсивности при больших углах определяется тем, что это излучение возникает из разреженной плазмы, где мал коэффициент усиления. Как видно из рисунка, уменьшение радиуса луча ведет к подавлению рассеяния при больших углах θ_∞ и смещению максимума

спектральной интенсивности в сторону меньших углов.

Форма спектральной линии ВКР не симметрична (см. рис. 1). В сторону меньших частот (больших Δ) спад интенсивности происходит быстрее, чем в сторону больших частот (меньших Δ). Подобная форма линии ВКР наблюдалась в экспериментах со специально приготовленной неоднородной плазмой /6/.

Для приведенных выше параметров энергия излучения, рассеянного в телесный угол $\Omega \approx 2 \cdot 10^{-2}$ ср (соответствует линзе f/6) в окрестности угла наблюдения 40° , составляет величину $\sim 10^{-6}$ от энергии лазерного излучения. Экспериментальное значение этой величины для обратного рассеяния ($\theta_{\infty} = 0$) при $\omega' \sim \omega_0/2$ составляет $\sim 10^{-7}$ /7/ *).

Поступила в редакцию
4 ноября 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. D. Biskamp, H. Welter, Phys. Rev. Lett., 34, 312 (1975).
2. H. N. Klein, W. M. Manheimer, D. Ott, Phys. Rev. Lett., 31, 1187 (1973).
3. Л. М. Горбунов, Р. Р. Рамазашвили, ЖТФ, 47, 2618 (1977).
4. Л. М. Горбунов, А. С. Широков, Физика плазмы, 6, 663 (1980).
5. Л. М. Горбунов, В. И. Домрин, Р. Р. Рамазашвили, ЖЭТФ, 70, 2161 (1976).
6. R. G. Watt, R. D. Brooks, Z. A. Pietrzyk, Phys. Rev. Lett., 41, 170 (1978).
7. J. Blazar, N. Toner, E. P. Wooding, Rutherford Laboratory, Annual Report (RL-80-026), p. 3, 10 (1980).
8. J. F. Drake, Y. C. Lee, Phys. Rev. Lett., 31, 1197 (1973).
9. В. П. Силин, А. Н. Стародуб, ЖЭТФ, 67, 2110 (1974).

*) Для ВКР из окрестности плотности $N_0/4$, которой отвечает обратное рассеяние на частоте $\sim \omega_0/2$, имеет место абсолютная неустойчивость /8,9/, и при этом наше рассмотрение, строго говоря, не корректно. Поэтому на рисунке соответствующие данные не приведены.