Краткие сообщения по физике № 12 1980

УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРА ВРМБ ИЗ РАЗЛЕТАЮЩЕЙСЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Л. М. Горбунов, П. Сайкиа

УДК 533.951

Рассчитаны спектры вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) из лазерной плазмы и показано, что с увеличением угла рассеяния максимумы в спектре смещаются в красную сторону. Рассмотрено влияние на спектр рассеяния поперечного размера лазерного луча.

Во многих экспериментальных исследованиях лазерной плазмы наблюдаемое рассеянное излучение вблизи основной частоты связывают с процессом ВРМБ. Однако определенный вывод о природе этого излучения можно сделать только на основании сопоставления экспериментальных данных с результатами теории. Проведенные в /I/ расчеты спектра ВРМБ при обратном рассеянии дали качественное согласие с результатами экспериментов /2,3/. В настоящей работе обобщены результаты работы /I/ и рассчитаны спектры ВРМБ для различных углов рассеяния и для различных радиусов лазерного луча. Показано, что с увеличением угла рассеяния максимум в спектре ВРМБ и граница спектра смещаются в красную сторону. Этот результат качественно согласуется с данными экспериментов /3,4/.

I. Рассмотрим плазму, движущуюся вдоль оси OX со скоростью $u(x)$ навстречу линейно поляризованной электромагнитной волне, имеющей частоту ω_0 и волновой вектор $\vec{k}_0 = \{-k_0, 0, 0\}$. В приближении геометрической оптики коэффициент усиления для рассеянных волн может быть определен из дисперсионного уравнения, описывающего связанные возмущения плотности плазмы и электромагнитного поля /5/

$$\left[(\omega-\vec{k}\vec{u})^2-k^2s^2\right]\left[(\omega-\omega_0)^2-\omega_p^2-c^2(\vec{k}-\vec{k}_0)^2\right]=$$
$$=\frac{1}{4}v_E^2k^2\omega_{Li}^2\sin^2\theta_-, \qquad (I)$$

где $s=(zT_e/m_i)^{1/2}$ – скорость звука, T_e – температура электронов, z, m_i, ω_{Li} – зарядовое число, масса и ленгмюровская частота ионов, E_0 – амплитуда волны накачки, $v_E=eE_0/m\omega_0$, $\sin^2\theta_-=$ $=\left[\vec{n}_0(\vec{k}-\vec{k}_0)\right]^2/(\vec{k}-\vec{k}_0)^2$, $\vec{n}_0=\vec{E}_0/E_0$ – вектор поляризации, ω_p – плазменная частота.

В нулевом приближении ($v_E=0$) из уравнения (I) следует связь координаты резонансного взаимодействия волн x с углом рассеяния θ (угол между направлениями распространения рассеянной волны и осью OX) и смещением частоты Δ) /I/:

$$\Delta=(c/2s\omega_0)(\omega'-\omega_0)=(1/2)\sqrt{(1-n(x))(1+\cos\theta)}\left[M\sqrt{1+\cos\theta}-\sqrt{2}\right], \quad (2)$$

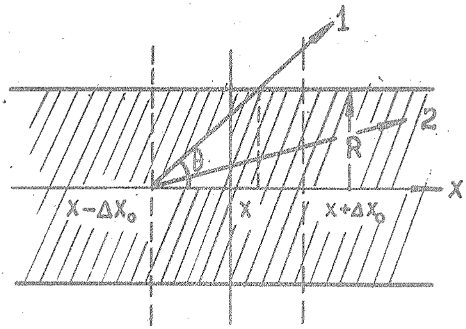
где ω' – частота рассеянной волны, $n=N(x)/N_c$ – безразмерная концентрация электронов, $N_c=m\omega_0^2/4\pi e^2$, $M(x)=u(x)/s$ – число Маха.

В первом приближении уравнение (I) определяет изменение поправки к продольной компоненте волнового вектора k_1 с координатой x' вблизи соответствующей резонансной точки x /5/

$$\left[k_1^2(u^2-s^2)-2k_1s(k_\parallel^{(0)}s-k^{(0)}u)-2\,\frac{k_\parallel^{(0)}k^{(0)}su}{L_u}\,\Delta x\right]\times$$
$$\times\left[k_1^2+2k_1(k_\parallel^{(0)}+k_0)+\frac{k_\parallel^{(0)}\omega_p^2}{k_0c^2L_N}\,\Delta x\right]=-\frac{v_E^2\omega_{Li}^2k^{(0)2}}{4c^2}\sin^2\theta_-, \quad (3)$$

где $\Delta x=x'-x$, $k_\parallel^{(0)}=-k_0(1+\cos\theta)$, $k^{(0)}=k_0\sqrt{2(1+\cos\theta)}$, $L_u=u/(du/dx)$, $L_N=-N/(dN/dx)$. Усилению волн соответствуют такие решения уравнения (3), для которых $\mathrm{Im}\,k_1(\Delta x)<0$. В рассматриваемом нами случае сверхзвукового движения плазмы ($M>1$) усиление возникает только для рассеянных волн в интервале $0<\theta<\pi/2$.

Полный коэффициент усиления $\varkappa$ получается в результате интегрирования $\mathrm{Im}\,k_1$ по области Δx, в которой эта величина отрицательна. Если ширина области меньше диаметра лазерного луча, то можно считать, что в процессе усиления волны не выходят за пределы луча (рис. I, луч 2). Тогда интегрирование следует проводить по всей области от $-\Delta x_0$ до $+\Delta x_0$, где $\mathrm{Im}\, k_1 < 0$. Если же диаметр лазерного луча 2R мал, то рассеянная волна выходит за пределы луча раньше, чем проходит всю область усиления (рис. I, луч I). При этом интегрирование функции $\mathrm{Im}\, k_1(\Delta x)$ следует проводить в пределах от $-\Delta x_0$ до $R\,\mathrm{ctg}\theta - \Delta x_0$.



Р и с. I. Схема, иллюстрирующая зависимость области усиления от радиуса лазерного луча

Из решения уравнения (3) после соответствующего анализа и интегрирования был найден коэффициент усиления $\varkappa(x,\theta,\varphi,R)$, где φ – угол между вектором $\vec{k}_0$ и проекцией волнового вектора рассеянной волны на плоскость, перпендикулярную к оси OX.

2. Для расчета спектра в выражении для $\varkappa$ следует координату x выразить через смещение частоты Δ с помощью формулы (2). Это можно сделать, если задать определенную модель плазменной короны. Для конкретных расчетов мы использовали следующие функции:

$$n = x_1/(x + x_1), \quad M = M_c + x/x_2, \qquad (4)$$

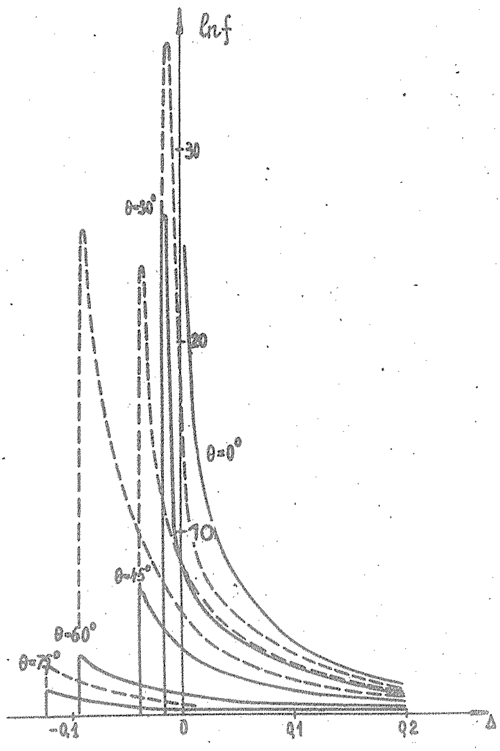
где M_c – число Маха в точке с критической плотностью, которое мы приняли равным I; $x_{1,2}$ – некоторые постоянные величины, которые были выбраны таким образом, что при x = 400 мкм, $n = 10^{-2}$ и M = 2. С помощью соотношений (4) для ряда значений x были рассчитаны функции $\Delta(x,\theta)$ и $\varkappa(x,\theta,\varphi,R)$ и из сопоставления этих функций была найдена зависимость $\varkappa(\Delta,\theta,\varphi,R)$.

Интенсивность рассеянного излучения в единицу телесного угла и на единичный интервал частот определяется соотношением, полученным в работе /I/:

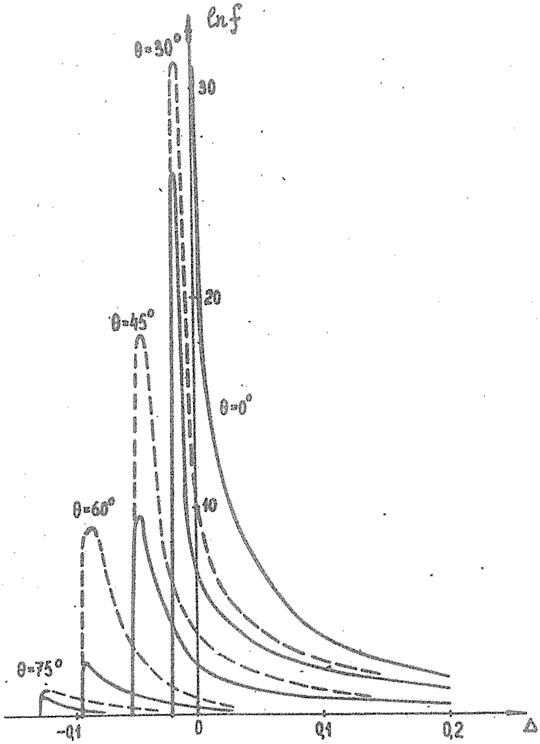
$$\ln f = \ln\left[\left(\frac{dI}{d\omega' d\Omega}\right)\Big/\left(\frac{ST_e\omega_o^2}{8(2\pi)^3 sc}\right)\right] = \ln\frac{\sqrt{2}\cos\theta}{\sqrt{1+\cos\theta}} +$$

$$+ \ln\left[\sqrt{1-n_1}\left(e^{2\varkappa_1}-1\right) + \sqrt{1-n_2}\left(e^{2\varkappa_2}-1\right)\right], \qquad (5)$$

где S – площадь поперечного сечения лазерного луча, $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$, индексы I и 2 соответствуют двум различным точкам x, дающим, согласно (2), одно и то же значение Δ.



Р и с. 2. Спектры рассеянного излучения для различных углов θ в двух плоскостях ($\varphi = 0$ – сплошная линия, $\varphi = \pi/2$ – пунктирная линия), (R = I00 мкм, $(v_E/v_{Te})^2 = 0{,}1$)



Р и с. 3. Спектры рассеянного излучения для различных углов Θ в двух плоскостях ($\varphi = 0$ – сплошная линия, $\varphi = \pi/2$ – пунктирная линия), $(R = 5$ мкм, $(v_E/v_{Te})^2 = 0,1)$

3. Результаты расчетов представлены на рис. 2,3, из которых видно, что при $\Delta > 0$ (синяя часть спектра) интенсивность рассеянного излучения плавно убывает с ростом Δ. При $\Delta < 0$ (красная часть спектра) для определенных углов рассеяния Θ имеется граница Δ_b, за которой рассеянное излучение отсутствует, и частота Δ_m, при которой интенсивность максимальна.

Красной границе в спектре соответствует максимальное значение функции (2), которое определяется из соотношения $(d\Delta/dx) = 0$ или

$$\frac{dn}{dx}\left(M\cos\frac{\Theta}{2} - 1\right) = 2(1 - n)\frac{dM}{dx}\cos\frac{\Theta}{2}. \qquad (6)$$

Для функций (4) из равенства (6) легко определить координату x_b той области в плазме, из которой возникает красная граница спектра, и найти с помощью выражения (2) величину Δ_b. Общее выражение для Δ_b достаточно громоздкое, но при рассматриваемых нами параметрах его можно приближенно записать в виде:

$$\Delta_b = -\cos\frac{\Theta}{2}\left[1 - M_c\cos\frac{\Theta}{2} - \sqrt{\frac{x_1}{2x_2}\cos\frac{\Theta}{2}\left(1 - M_c\cos\frac{\Theta}{2}\right)}\right]\times$$
$$\times\left[1 + \left(\frac{2x_1}{x_2}\right)^{1/4}\left(\cos^{-1}\frac{\Theta}{2} - M_c\right)^{-1/4}\right]^{-1/2}. \qquad (7)$$

Максимум в спектре связан с тем, что в плазменной короне имеется область, в которой выполняется не только резонансное условие $\vec{k}_0 = \vec{k} + \vec{k}'$, но и $\frac{d}{dx}(\vec{k}_0 - \vec{k} - \vec{k}') = 0$. Это значит, что неоднородность плазмы очень медленно нарушает в этой области резонансное взаимодействие волн и они усиливаются наиболее эффективно. Приведенные условия определяют точку x_m, из которой возникает максимум спектра, и могут быть записаны в виде /6/:

$$\frac{dn}{dx}\left(M - \cos\frac{\Theta}{2}\right) + 2\frac{dM}{dx}\cos\Theta(1 - n) = 0. \qquad (8)$$

Определив из формулы (8) с помощью соотношений (4) координату x_m, можно вычислить величину Δ_m. Для наших параметров:

$$\Delta_m = -\cos\frac{\Theta}{2}\sqrt{1 - \sqrt{\frac{2x_1\cos\Theta}{x_2(M_c - \cos\Theta/2)}}}\times$$
$$\times\left[1 - M_c\cos\frac{\Theta}{2} - \cos\frac{\Theta}{2}\sqrt{\frac{x_1}{2x_2}\frac{(M_c - \cos\Theta/2)}{\cos\Theta}}\right]. \qquad (9)$$

При бесконечном радиусе лазерного луча интенсивность рассеяния при $\Delta = \Delta_m$ обращается в бесконечность. Ограниченность поперечного размера лазерного луча приводит к тому, что максимум в спектре является конечным.

Как видно из рис. 2,3, с уменьшением радиуса лазерного луча интенсивность рассеяния при больших углах Θ падает, а интенсивность рассеяния назад не изменяется. Поэтому диаграмма направленности при рассеянии становится более узкой.

Из рис. 2,3 также видно, что рассеяние в плоскости $\varphi = \pi/2$ является более интенсивным, нежели в плоскости $\varphi = 0$, хотя основные характеристики спектра отличаются слабо.

В экспериментах /3,4/ измерялся спектр для углов $\Theta = 0°$ и $\Theta = 45°$ при нормальном падении лазерного луча на плоскую мишень. Было обнаружено, что для $\Theta = 0°$ в спектре имеется синяя составляющая. При $\Theta = 45°$ она отсутствует и весь спектр содержит только красную компоненту. Эти результаты согласуются качественно с результатами нашего расчета.

Поступила в редакцию
I5 июня I980 г.

Литература

I. Л. М. Горбунов, А. Н. Поляничев, Физика плазмы, 5, 566 (I979).
2. Л. М. Горбунов и др., Письма в ЖЭТФ, 26, 242 (I978).
3. I. Mizui et. al., Journ. Phys. Soc. Japan, 41, 1334 (1976).
4. Л. М. Горбунов и др., Препринт ФИАН № I26, I979 г.
5. Л. М. Горбунов, А. Н. Поляничев, ЖЭТФ, 74, 552 (I978).
6. C. S. Liu, M. N. Rosenbluth, R. White, Phys. Fluids, 17, 1211 (1974).