

Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 1, стр. 48 – 52

5 января 1973 г.

ОБРАТНОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ

*А. А. Галеев, Г. Лаваль, Т. О'Нейл,
М. Н. Розенблюм, Р. З. Сагдеев*

С параметрическими неустойчивостями [1 – 3] связывают возможные механизмы поглощения энергии мощного лазерного излучения плазменной короной сжимающейся дейтериевой капли [4, 5]. Два параметрических процесса ведут к превращению энергии падающей электромагнитной волны в энергию колебаний плазмы: это "распадные неустойчивости" – волна накачки (фотон) "плазмон" + "фонон" (ионный звук) и волна накачки "плазмон" + "плазмон". Первый из этих процессов может происходить в некотором слое короны, где частота падающей электро-

магнитной волны ω_0 приблизительно равна электронной плазменной частоте

$$\omega_0 \approx \omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_c e^2}{m}}$$

Второй процесс может иметь место при плотности примерно в четыре раза меньшей критической $n = n_c / 4$.

Однако, возможны параметрические неустойчивости, в результате которых энергия волны накачки в основном трансформируется в рассеянное электромагнитное излучение. Это "распады" двух типов: "фотон" \rightarrow "фотон" + "плазмон" и "фотон" \rightarrow "фотон" + "фонон". Кинематические условия параметрического резонанса $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$, $k_0 = k_1 + k_2$ не запрещают эти процессы и во внешней части короны, где плотность $n \ll n_c / 4$. Эти процессы могут представить серьезную опасность, если падающая электромагнитная волна успеет рассеяться, не успев войти до области, где $n = n_c / 4$. Вопрос заключается в том, успеют ли рассеянные электромагнитные волны параметрически усилиться, стартуя от начального уровня теплового шума, распространяясь в неоднородной плазменной короне. Пусть $\gamma(r)$ — локальный инкремент параметрической неустойчивости в приближении геометрической оптики. Тогда интенсивность рассеянного "фотона" увеличивается по закону:

$$E_1^2 \sim \exp \left\{ 2 \int \gamma(r) \frac{dr}{(\partial \omega / \partial k_r)_1} \right\}. \quad (1)$$

Здесь: $(\partial \omega / \partial k_r)_1$ — групповая скорость "фотона" в направлении r (по градиенту плотности). Выражение для инкремента распадных неустойчивостей для случая однородной плазмы имеет вид [1, 6]

$$\gamma = [|V_{0,1,2}|^2 |C_0|^2 - \delta^2 / 4]^{1/2}, \quad (2)$$

где: $V_{0,1,2}$ — матричный элемент процесса $0 \rightarrow 1 + 2$, $\delta = \omega_0 - \omega_1 - \omega_2$

расстройка частоты параметрического резонанса, $C_0 = E_0 / \sqrt{8\pi \omega_0}$.

Матричные элементы изучаемых нами процессов вычислялись ранее [1, 7]. Максимум коэффициента усиления (1) достигается, когда фотон рассеивается на угол θ , близкий к 90° . При этом знаменатель подынтегрального выражения (1) минимален. Зависимость групповой скорости $\partial \omega / \partial k_r$ от r определяется из условия

$$\omega^2 = \omega_p^2(r) + c^2 k^2 = \text{const}. \quad (3)$$

Основной вклад в расстройку частоты параметрического резонанса дает неоднородный эффект Доплера при разлете короны со сверхзвуковой скоростью $U(r)$ (для процесса с участием "фонона") и неоднородность плотности короны (для процесса с участием "плазмона"). Коэффициент усиления для первого из этих процессов оказывается существ-

венно большим (см. таблицу). Соответствующее выражение для расстройки частоты имеет вид

$$\delta(r) = \frac{\omega_0}{c} \frac{dU(r_0)}{dr_0} (r - r_0), \quad 1 > \frac{\gamma_d}{k_0 U} > \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}. \quad (4)$$

В общем случае процесс обратного параметрического рассеяния с учетом нелинейности вторичных волн является весьма сложным. Однако, можно построить аналитическую модель в квазилинейном приближении, когда можно пренебречь взаимодействием между модами, но учесть их обратное влияние на интенсивность волны накачки

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} r^2 c \frac{E_0^2}{8\pi} = 2 \int \gamma(r, k_1) E_{k_1}^2 \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3}, \quad (5)$$

где амплитуда E_{k_1} получается с помощью (1) при подстановке в качестве начальной амплитуды уровня тепловых шумов. Основной вклад в интеграл (5) дает максимально усиленная вторичная волна (заметим, что при разных r это разные волны). Решение уравнения (5) имеет вид¹⁾

$$\nu^{-7/6} e^\nu = \Lambda L d \ln r^2 E_0^2 / dr, \\ \Lambda = 10^2 n \left(\frac{c}{\omega_p} \right)^3 \left(\frac{\omega_0}{\omega_p} \right)^{7/3} (k_0 L)^{-2/3} \left(\frac{\bar{U} c^2}{v_s^3} \right)^{1/3}, \\ L^{-1} = d \ln n / dr \ll \frac{\gamma}{c}, \quad \bar{U} = L dU / dr, \quad v_s = \sqrt{\frac{T_e}{M}}. \quad (6)$$

Волна накачки почти полностью трансформируется в рассеянное электромагнитное излучение, а соответствующий поток падающей энергии быстро убывает внутрь короны. Укажем, что модель применима для не слишком больших интенсивностей падающего излучения, когда еще справедливо приближение слабой турбулентности. При большой интенсивности света, когда $\gamma > k_0 v_s$ формула (2) для инкремента γ модифицируется $\gamma = [2^{3/2} k_0 (1 - \cos \theta)^{1/2} v_s \gamma_d^2]^{1/3}$ (в таблице этот случай выделен под названием модифицированный распад). Качественная картина обратного рассеяния и для этого случая остается прежней.

Однако, при очень больших интенсивностях света, во всяком случае, когда $E^2 > 8\pi n_c T$ картина параметрического отражения должна полностью измениться, так как давление света приводит к резкому спаду плотности плазмы при $n < n_c$ (внутри своеобразного нелинейного скин-слоя [8, 9]). Внутри такого скин-слоя необходим совершенно иной подход к параметрическим неустойчивостям и, следовательно, к поглоще-

¹⁾ Здесь падающее излучение предполагалось неполяризованным, так что входящее сюда значение коэффициента усиления ν вдвое меньше, чем данное в таблице для $E = E_0 \cos(\omega_0 t - k_0 r)$.

Процесс	Инкремент неустойчивости	Коэффициент усиления при рассеянии на 90°
Распад на "фотон" + "фонон" $T_e \gg T_i$	$\gamma_d^2 = \frac{\omega_p^4}{8\omega_0^2} \left(\frac{2T_e}{Mc^2} (1 - \cos \theta) \right)^{1/2} \frac{E_0^2}{8\pi n T_e}$	$\nu = 12,4 \frac{\gamma_d^{3/2}}{\omega_p \sqrt{U^*}} (k_0 L)^{1/2}$
Индукционное рассеяние на ионах $T_e = T_i$	$\gamma = \frac{\omega_p^4}{4\omega_0^3} \frac{E_0^2}{8\pi n T_e} \operatorname{Im} \frac{1}{(k_0 - k_1)^2 \lambda_0^2 \epsilon(\omega_0 - \omega_1)}$	$\nu \sim \frac{\omega_p^3}{\omega_0^3} k_0 L^{1/2} \left(\frac{T_e}{MU^*} \right)^{1/4} \frac{E_0^2}{8\pi n T_e}$
Модифицированный распад $\gamma_d > k_0 v_s$	$\gamma = \frac{\sqrt{3}}{2} \left[\frac{\omega_p^4}{2\omega_0} \frac{T_e}{Mc^2} (1 - \cos \theta) \frac{E_0^2}{8\pi n T_e} \right]^{1/2}$	$\nu = 4B \left(\frac{1}{2} \frac{\alpha - 1}{3\alpha} \right) \frac{\gamma}{\omega_p} k_0 L, \quad n \sim r^{-\alpha}$
Распад на "фотон" + "плазмон"	$\gamma_d^2 = \frac{\omega_p^3}{4\omega_0} \frac{E_0^2}{8\pi n mc^2} (1 - \cos \theta)$	$\nu = 17,6 \left(\frac{\gamma_d}{\omega_p} \right)^{3/2} k_0 L$

нию. Заметим, что эффективное поглощение света в скин-слое (когда коэффициент поглощения $> \nu_{Te} / c$) должно приводить к перегреву и к появлению неустойчивости процесса электронной теплопроводности [10].

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 ноября 1972 г.

Литература

- [1] R.Z.Sagdeev, A.A.Galeev. *Nonlinear Plasma Theory*. Benjam., N.Y.— Amsterdam 1969.
 - [2] M.N.Rosenbluth. *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 565, 1972.
 - [3] А.А.Галеев, В.Н.Ораевский, Р.З.Сагдеев. *Письма в ЖЭТФ*, **16**, 194, 1972.
 - [4] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин. Труды международной конференции по квантовой электронике. Париж, 1963; *ЖЭТФ*, **45**, 171, 1964.
 - [5] R.E.Kidder. *Interact. of intense photon beams with plasmas*. preprint UCRL— 74040, Livermore, Calif. 1972.
 - [6] Бекефи. *Радиационные процессы в плазме*. Мир, Москва, 1966.
 - [7] В.И.Цытович. *Нелинейные эффекты в плазме*. М., изд. Наука, 1967.
 - [8] Т.Ф.Волков. *Сб. Физика плазмы и проблема управления термоядерных реакций*. Изд. АН СССР, **3**, 336, 1958.
 - [9] Р.З.Сагдеев. *Сб. Физика плазмы и проблема управления термоядерных реакций*. Изд. АН СССР, **3**, 346, 1958.
 - [10] D.W.Forslund. *J.Geophys. Res.*, **75**, 17, 1970.
-