

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ.

В. Ю. Быченко, В. П. Силин, В. Т. Тихончук

Выявлена роль, определяемой размером области параметрической неустойчивости, конечной ширины спектра продольных плазменных колебаний в аномальном поглощении излучения плазмой.

Изучение аномального параметрического поглощения мощного излучения в плазме привлекает большое внимание [1]. В экспериментах по лазерному термоядерному синтезу плазма, как правило, является неизотермической и насыщение неустойчивостей связано со вторичными параметрическими распадами ($l \rightarrow l' + s$) возбуждаемых ленгмюровских (l) волн на ленгмюровские (l') и ионно-звуковые (s) [2], приводящими к эстафетной перекачке энергии ленгмюровских колебаний из области раскачки в область более низких частот (больших длин волн). Такая модель нелинейной стабилизации ионно-звуковой параметрической неустойчивости была рассмотрена в работах [3, 4] и представляет собой обобщение на случай неизотермической плазмы идеи Валео и Круера [5] об эстафетной перекачке по спектру энергии плазменных волн.

Как будет показано, ниже, конечная спектральная ширина линий ленгмюровских сателлитов приводит к существенному возрастанию порогов

вторичных распадных неустойчивостей ($l \rightarrow l' + s$) и способствует увеличению скорости параметрического поглощения энергии поля накачки.

В изотермической плазме, когда низкочастотные ионные колебания являются сильнозатухающими, спектральная ширина ядра нелинейного взаимодействия оказывается порядка шага перекачки и превышает ширину области параметрической раскачки. При этом спектральная ширина линий ленгмюровских колебаний определяется уровнем спонтанных шумов [5] и оказывается значительно меньше размера области раскачки. Напротив, в неизотермической плазме возникает обратная ситуация. Благодаря тому, что частота ионно-звуковой волны ω_s значительно превышает ее декремент затухания γ_s , спектральная ширина ядра нелинейного взаимодействия $\delta\omega_{NL} \sim \gamma_s + \tilde{\gamma}$ ($\tilde{\gamma} = \nu_{ei}/2$ — декремент затухания ленгмюровских колебаний) оказывается, как правило, меньше спектральной ширины области параметрической раскачки $\Delta\omega$. Стабилизация неустойчивости при этом возможна только при условии равенства ширин области раскачки и линий плазменных колебаний. Спектр ленгмюровской турбулентности состоит из N спутников. Последний, N -й, спутник должен иметь интенсивность, соответствующую порогу распадной ($l \rightarrow l' + s$) неустойчивости:

$$E_{l,N}^2 / 8\pi \approx E_{\text{пор}}^2 / 8\pi \approx 16 n_e T_e \frac{\Delta\omega \min(\tilde{\gamma}, \gamma_s)}{\omega_{Le} \omega_s}.$$

Эта формула учитывает факт возрастания порога распадной неустойчивости для волны с большой спектральной шириной $\Delta\omega > \max(\tilde{\gamma}, \gamma_s)$ (см. [6, 7]); n_e и T_e — плотность и температура электронов, ω_{Le} — ленгмюровская частота. Спутники с номерами $1 \leq n < N$ имеют интенсивность $E_{l,n}^2 \approx (N+1-n) E_{\text{пор}}^2$.

Наряду с ленгмюровскими колебаниями, в неизотермической плазме возбуждается N ионно-звуковых спутников с интенсивностями $E_{s,n}^2 \approx (N+1-n) E_{l,n}^2 (\tilde{\omega}_s / \gamma_s \omega_{Le})$. Однако, при вычислении скорости диссипации поля накачки ионно-звуковые волны дают малый вклад, ибо $\gamma_s E_s^2 \ll \tilde{\gamma} E_l^2$.

Для вычисления числа спутников используем условие стационарности. Вкладываемая в плазму полем накачки мощность, равная произведению характерного инкремента первичной неустойчивости на интенсивность первого пика $E_{l,1}^2$, перекачивается в другие спутники, где диссипирует за счет столкновительного затухания. Поэтому в стационарном состоянии $\gamma E_{l,1}^2 \approx \sum_{n \geq 2} \tilde{\gamma} E_{l,n}^2$. Отсюда находим $N \approx \gamma / \tilde{\gamma}$.

Таким образом, уровень параметрической плазменной турбулентности, определяемый суммарной интенсивностью всех N ленгмюровских пиков, дается выражением

$$E_l^2 \approx (\gamma / \tilde{\gamma})^2 E_{\text{пор}}^2. \quad (1)$$

Наиболее важным ограничением области применимости формулы (1) является требование устойчивости ленгмюровских спутников относительно аperiodических возмущений. Поскольку интенсивность любого спутника не превосходит интенсивности первого, условие устойчивости имеет вид [7]

$$E_{l,1}^2 < 64\pi n_e T_e (\tilde{\gamma}\Delta\omega)^{1/2} / \omega_{Le} . \quad (2)$$

В случае параметрических неустойчивостей формула (1) позволяет определить скорость диссипации энергии поля накачки через эффективную частоту столкновений $\nu_{\text{эфф}} \approx \nu_{ei} E_l^2 / E_o^2$. Проиллюстрируем полученные общие выражения на конкретных примерах параметрических ионно-звуковой, аperiodической и двухплазменной неустойчивостей в условиях $\tilde{\gamma} < \gamma_s$, (что соответствует параметрам плазмы при УТС). Для всех этих неустойчивостей $\Delta\omega = \gamma$ и формулы (1), (2) могут быть переписаны в виде

$$E_l^2 / 8\pi n_e T_e \approx 16\gamma^3 / \omega_{Le} \omega_s \tilde{\gamma}; \quad \gamma < \omega_s^{2/3} \tilde{\gamma}^{1/3} . .$$

Заметим, что эти соотношения имеют место при достаточно большой интенсивности накачки, когда $\gamma > \gamma_s > \tilde{\gamma}^{1/3}$.

Инкремент ионно-звуковой неустойчивости $\gamma \approx (1/4)(v_E/v_{Te})(\omega_{Le}\omega_s)^{1/2}$ растет линейно с амплитудой поля при $\omega_s > \gamma > \gamma_s$. (Здесь $v_E = eE_o/m\omega_o$ — амплитуда накачки осцилляций электрона в поле накачки, v_{Te} — тепловая скорость электронов). Согласно (1) получаем, что

$$\nu_{\text{эфф}} \approx 2\gamma = (1/2)(v_E/v_{Te})(\omega_{Le}\omega_s)^{1/2}. \quad (3)$$

На верхней границе $v_E/v_{Te} \sim 4\omega_s^{1/6}\tilde{\gamma}^{1/3}\omega_{Le}^{-1/2}$ области применимости формулы (4) $\nu_{\text{эфф}}$ превышает частоту электрон-ионных столкновений ν_{eo} в $(\omega_s/\tilde{\gamma})^{2/3}$ раз. В условиях лазерной плазмы с $T_e \gtrsim 1$ кэВ эта величина оказывается порядка десяти.

Для аperiodической неустойчивости $\gamma = (1/8)\omega_{Le}(v_E/v_{Te})^2$ и соответствующее выражение для эффективной частоты столкновений имеет вид

$$\nu_{\text{эфф}} \approx 2\gamma(\gamma + \gamma_s)/\omega_s; \quad (v_E/v_{Te})^2 < 8\omega_s^{2/3}\tilde{\gamma}^{1/3}/\omega_{Le}.$$

1) В противном случае $\gamma < \gamma_s$ имеем результат известной теории эстафетной перекачки энергии шумов [3], не учитывающей конечную спектральную ширину линий ленгмюровских спутников $E_l^2/8\pi n_e T_e \approx 16\gamma^2\gamma_s/\omega_{Le}\omega_s\tilde{\gamma}$.

Обратим внимание на более резкую зависимость $\nu_{\text{эфф}}$ от E_0 , по сравнению с (3).

Наконец, обсудим вопрос об эффективности поглощения поля накачки в окрестности четверти критической плотности, где имеет место двухплазменная параметрическая неустойчивость. Для нее $\gamma \approx (\sqrt{3}/2)\omega_0 \nu_E/c$ (c — скорость света). Поэтому $\nu_{\text{эфф}}$ имеет вид

$$\nu_{\text{эфф}} \approx \omega_0 (\nu_{Te}/c)^2 (\gamma + \gamma_s) / \omega_s; \quad \nu_E/c < \omega_s^{2/3} \gamma^{1/3} / \omega_0.$$

Так как область возбуждения двухплазменной неустойчивости $\Delta x \approx L \ln^{-1}(\omega_{Le} / \nu_{ei})$ [8] составляет заметную величину по сравнению с размером L короны лазерной плазмы, найдем условия, при которых вблизи четверти критической плотности выделяется практически вся энергия греющего излучения ($\nu_{\text{эфф}} \Delta x \gtrsim c$). На верхнем пределе (по E_0) применимости нашей теории это условие имеет вид (T_e в кэВ , λ_0 и L в мм)

$$T_e^{1/2} L > 10^3 z^{-1/3} \lambda_0^{4/3}.$$

Для плазмы, создаваемой излучением неодимового лазера ($\lambda_0 = 1 \text{ мкм}$), с характерным размером неоднородности $L = 0,1 \text{ см}$ практически полное поглощение в области четверти критической плотности возникает при $T_e > 1 \text{ кэВ}$, что соответствует необходимым для осуществления термоядерной реакции условиям.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 июня 1977 г.

Литература

- [1] В.П.Силин. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, М., изд. Наука, 1973 г.
- [2] В.Н.Ораевский, Р.З.Сагдеев. ЖТФ, 32, 1291, 1962.
- [3] А.А.Галеев, Д.Г.Ломинадзе, Г.З.Мачабели. ЖТФ, 45, 1358, 1975.
- [4] S.Y.Yuen. Phys. Fluids, 18, 1308, 1975.
- [5] W.L.Kruer, E.J.Valeo. Phys. Fluids, 16, 675, 1973.
- [6] Г.М.Заславский, В.Е.Захаров. ЖТФ, 37, 10, 1967.
- [7] В.В.Пустовалов, В.П.Силин, А.А.Черников. Квантовая электроника, 1977г. (в печати).
- [8] В.П.Силин, А.Н.Стародуб. Препринт ФИАН №44, 1977; ЖЭТФ, 73, 9, 1977.