Краткие сообщения по физике № 12 1977

ОБ АНОМАЛЬНОМ ПОГЛОЩЕНИИ ПЛАЗМОЙ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. Н. Ерохин, В. П. Силин

УДК 533.95

Выясняются причины, породившие противоречивые оценки роли двухплазмонного распада в аномальном поглощении света плазмой.

В этом сообщении мы хотели бы остановиться на возможности аномально сильного поглощения лазерного излучения в неоднородной плазме в окрестности области четверти критической плотности ($(1/4)n_c$). Такая возможность, обусловленная развитием параметрической турбулентности, обсуждалась в работе /I/, где было сделано утверждение о том, что могут реализоваться такие условия, в которых оптическая толщина τ плазмы вблизи $(I/4)\ n_c$ может быть порядка единицы. Теория, развитая в работе /I/, пригодна в условиях, когда еще не возникает вторичная апериодическая неустойчивость ленгмюровских плазменных волн ($l \to l' + a$). Это имеет место при плотности потока энергии q, падающего на плазму излучения, меньшей

$$q_{max}^{(21)} \sim 2 \cdot 10^{12} z^2 T_e^{-1} \lambda_o^{-8/3}, \qquad (I)$$

где плотность потока энергии излучения измеряется в Вт/см^2, z – кратность ионизации ионов плазмы, T_e – температура электронов в кэВ, $\lambda_o = 2\pi c/\omega_o$ – вакуумная длина волны излучения в мкм. Соответственно этому оптическая толщина, обусловленная параметрической турбулентностью, возникающей при распаде волны накачки на два плазмона, дается формулой (/I/ ср. /2/):

$$\tau^{(21)} \sim 10^{-3} L \lambda_o^{-4/3} T_e^{1/2} z^{1/3} (q/q_{max}^{(21)})^{1/2}, \qquad (2)$$

где L – характерный размер неоднородности плазмы.

Ниже мы обсудим ситуацию, возникающую при потоках, больших определяемых формулой (I). Это обсуждение нам представляется целесообразным в связи с существующей точкой зрения на малый вклад двухплазмонной параметрической турбулентности в поглощение волны накачки /3-6/.

При превышении плотностью потока излучения значения (I), отвечающего порогу внутренней апериодической неустойчивости, наряду с возникновением ленгмюровских волн появляются апериодически нарастающие возмущения плотности плазмы, которые отвечают кавитонам - возмущениям плотности плазмы, наполненным высокочастотными плазменными колебаниями /7/ (см. также /8/). Аналитической теории возникновения при двухплазмонном распаде таких кавитонов посвящена работа /4/, в которой оценена энергия высокочастотного поля, связанного с таким кавитоном, что привело авторов работы /4/ к эффективной частоте столкновений

$$\nu^{*}_{эф} \sim (1/4)\omega_0 (\varkappa T_e/mc^2), \qquad (3)$$

где ω_0 - частота волны накачки излучения, $\varkappa$ - постоянная Больцмана, а mc^2 - энергия покоя электрона. Здесь следует подчеркнуть, что выражение (3) сравнимо и даже несколько превышает эффективную частоту столкновений, полученную в работе /I/. Поэтому причина различной оценки роли двухплазмонной параметрической турбулентности не связана с определением квазистационарного уровня турбулентности и характеризующим его значением $\nu_{эф}$.

Причина различия связана с тем, что при определении оптической толщины

$$\tau = \nu_{эф}\Delta x/c \qquad (4)$$

в работах /I/ и /4/ используются различные размеры Δx области локализации двухплазмонной параметрической турбулентности, а в работе /6/ считается без приведения обоснования, что Δx просто мало. В работе /4/ для такого размера используется значение $(\Delta x)_k \sim$ $\sim (v_E/c)L$, где v_E - скорость осцилляций электрона в поле накачки. Этот размер отвечает области локализации одного плазмона с фиксированным значением поперечной компоненты волнового вектора при развитии абсолютной параметрической двухплазмонной неустойчивости

/9/. Если учесть возможность появления плазмонов с различными волновыми векторами, то согласно /9/

$$\Delta x \sim L(\ln c/v_E)^{-1}, \qquad (5)$$

что отвечает полному размеру той области, в которой возникает абсолютная параметрическая двухплазмонная неустойчивость. Использование в работе /I/ длины (5), значительно превышающей область локализации одного плазмона, привело к формуле (2) и предсказанию возможности значительного поглощения излучения вблизи четверти критической плотности.

Если использовать размер турбулентной области (5) и эффективную частоту столкновений (3), то для оптической толщины получим

$$\tau^* \sim (\varkappa T_e L\omega_o/4mc^3)(\ln c/v_E)^{-1} \sim 3\cdot 10^{-3}(L/\lambda_o)T_e(\ln c/v_E)^{-1}. \qquad (6)$$

Это выражение, подобно (2), может достигать значений порядка единицы в условиях современных экспериментов с лазерной плазмой.

Остановимся на возможности использовать размер области турбулентности (5) в условиях, когда турбулентность связывается с кавитонами. Заметим, что согласно /4/ область локализации одного кавитона (его ширина) определяется длиной $(\Delta x)_o \sim (c/\omega_o)(c/v_E)^{1/2}$. Если теперь учесть тот факт, что положение кавитона x_o определяется поперечной компонентой волнового вектора, то плазмонное поле можно представить в виде суперпозиции кавитонов:

$$E = \sum_{j=0}^{j_{max}} \mathcal{E}(x - x_o(k_{\perp j})), \qquad (7)$$

где $\mathcal{E}(x)$ - бисолитон, описывающий плазменный кавитон, $k_{\perp j} = k_{\perp min} + (k_{\perp max} - k_{\perp min})(j/j_{max})$, а значения $k_{\perp max}$ и $k_{\perp min}$ определяются обычными соображениями о граничной области параметрической неустойчивости /9/. Легко понять, что если $|x_o(k_{\perp j+1}) - x_o(k_{\perp j})| > (\Delta x)_o$, то формула (7) дает хорошую аппроксимацию решения и позволяет заполнить кавитонами всю область параметрической неустойчивости (5).

В /8/ был проведен численный расчет двухплазмонной неустойчивости в окрестности точки (I/4) n_c. Этот расчет явился основой утверждения работы /5/ о малости поглощения.

В результате этого расчета оказалось, что плазменные волны нарастают в области размером $\sim (v_E/c)L$. Однако, этот результат, как нам представляется, может являться следствием того, что при численном расчете размер всей изучавшейся области плазмы был сравним с размером $(v_E/c)L$.

Можно высказать здесь также некоторые соображения относительно определения $\nu_{эф}$. В работе /4/ для такого определения использовалось соотношение $\nu^*_{эф}|E_0|^2 \sim \gamma |E_1|^2$ (где E_0 и E_1 – амплитуды электрического поля накачки и плазмонов соответственно, а γ – инкремент двухплазмонного распада), представляющее собой баланс энергии на стадии экспоненциального нарастания плазменных волн с инкрементом γ. Если же считать, что уровень турбулентности установился благодаря поглощению плазменного поля, обусловленному электрон-ионными столкновениями, то следует использовать другое определение эффективной частоты $\nu_{эф}|E_0|^2 \sim \nu_{ei}|E_1|^2$, где ν_{ei} – электрон-ионная частота столкновений (ср. /I/). Тогда вместо формулы (3) получаем:

$$\nu_{эф} \sim \nu^*_{эф}(\nu_{ei}c/\omega_0 v_E). \qquad (8)$$

Множитель отличающий формулу (8) от выражения $\nu^*_{эф}$ определяет соответствующее уменьшение оптической толщины.

$$\tau \sim 3 \cdot 10^{-3}(L/\lambda_0)T_e(\ln c/v_E)^{-1}(q^{(21)}_{пор}/q)^{1/2}, \qquad (9)$$

где $q^{(21)}_{пор} \sim 10^{11} z^2 T_e^{-3} \lambda_0^{-4}$ – плотность потока излучения, отвечающая порогу параметрической двухплазмонной неустойчивости в однородной плазме. Формула (9) также указывает на возможность значительного поглощения излучения.

Поступила в редакцию
II ноября 1977 г.

Литература

I. В. Ю. Быченков, В. П. Силин, В. Т. Тихончук, Письма в ЖЭТФ, 26, 309 (1977).

2. В. П. Силин, Доклад на конгрессе "Волны и неустойчивости в плазме", Палезо, Франция, 1977 г.

3. C. S. Liu, Выступление на конгрессе "Волны и неустойчивости в плазме", Палезо, Франция, 1977 г.

4. H. H. Chen, C. S. Liu, Soliton formation and saturation of decay instability of an electromagnetic wave into two plasma waves, Preprint, University of Maryland, USA, 1977.

5. E. Valeo, W. Kruer, K. Estabrook, B. Langdon, B. Lasinski, C. Max, J. Thomson, Preprint of Lawrence Livermore Laboratory IAEA-CN-35/F4, USA, 1976.

6. A. M. Rubenchik, Proceedings of the XIIIth International Conference on Phenomena in Ionized Gases, Contributed Papers, Part II, 887 (1977).

7. A. Y. Wong, TRW Report N 26266-6002-RU-00, UCLA Report NPP-277, 1977.

8. A. B. Langdon, B. F. Lasinski, Methods in computational physics, 16, 327, 1976.

9. В. П. Силин, А. Н. Стародуб, ЖЭТФ, 73, 884 (1977).