

О ПОГЛОЩЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ

Р. Р. Рамазашвили, З. Седлачек,<sup>ж)</sup> А. Н. Стародуб

УДК 533.95

Исследовано поглощение электромагнитных волн магнитоактивной плазмой в области частот нижегибридного резонанса. Показано, что индифферентное рассеяние волн на электронах приводит к существенному увеличению поглощаемой плазмой энергии.

1. Использование СВЧ излучения для дополнительного нагрева плазмы до необходимой для термоядерного горения температуры является одним из перспективных методов. Уже проведены и теоретические и экспериментальные исследования закономерностей поглощения СВЧ излучения магнитоактивной плазмой в различных диапазонах частот [1,2]. Однако до сих пор открыт вопрос об эффективности нелинейного поглощения в области частот нижегибридного резонанса, когда частота СВЧ излучения  $\omega_0 \approx \omega_{Li}$ , где  $\omega_{Li}$  ленгмюровская частота ионов. Ниже исследовано нелинейное поглощение электромагнитных волн в этом диапазоне частот, обусловленное развитием аperiодической параметрической неустойчивости в изотермической плазме, которая обычно имеется в магнитных ловушках после омического нагрева.

2. Для определенности рассмотрим случай падения на неоднородную плазму необыкновенной волны накачки. Ось  $z$  направим вдоль магнитного поля, а ось  $x$  вдоль градиента плотности плазмы. Учитывая, что в рассматриваемой области частот накачки наиболее существенной оказывается  $x$ -компонента напряженности электрического поля, для анализа развивающейся

<sup>ж)</sup> Институт физики плазмы ЧСАН, Прага, ЧССР.

неустойчивости воспользуемся следующим уравнением эйконала /3/:

$$k_x^2 = -k_y^2 - k_z^2 + \frac{1}{4} \frac{k_y^2 v_E^2}{\beta \tau_{De}^2 \Omega_e^2} \frac{\omega_0^2 (\omega_{UH}^2 - \omega_0^2)}{(\omega_0^2 - \omega_{UH}^2)^2 + 4\omega_0^2 (\gamma + \tilde{\gamma})^2}, \quad (I)$$

где  $v_E = eE_{ох}/m\omega_0$ ,  $\Omega_e$  и  $\tau_{De}$  - циклотронная частота и дебаевский радиус электронов,  $\beta = 1 + T_e/ZT_i$ ,  $Z$  - заряд ионов,  $k$  - волновой вектор возмущений,  $\tilde{\gamma}$  и  $\gamma$  - декремент затухания нижнегибридных волн и инкремент аperiодической неустойчивости, соответственно,  $\omega_{UH}$  - нижнегибридная частота, близкая в сильно замагниченной плазме к  $\omega_{UH}$ .

Учет неоднородности плотности плазмы в уравнении (I) приводит к возможности абсолютной аperiодической неустойчивости (см. например, /4,5/). В частности, если профиль плотности плазмы имеет вид  $n(x) = n_0(1 - x^2/L^2)$ , порог абсолютной аperiодической неустойчивости дается формулой:

$$\frac{v_{E,at}^2}{\beta v_{Te}^2} \approx 4 \frac{v_{E1}^2}{\omega_0^2} \frac{n}{N} \frac{\Omega_e^2}{\omega_0^2}. \quad (2)$$

Размер области локализации неустойчивых возмущений равен  $\Delta x \approx \frac{1}{2} (v_E/\beta v_{Te})L$ . Здесь следует отметить, что причиной абсолютного характера неустойчивости, как известно, может быть локализация волны накачки в пространстве /5/. В случае обыкновенной поляризации волны накачки к такой локализации может приводить, например, наличие, так называемых, резонансных конусов. Учитывая, что уравнение эйконала (I) справедливо и в этом случае, легко прийти к выводу, что порог абсолютной аperiодической неустойчивости в пренебрежении неоднородностью плотности дается формулой (2) в случае параболической зависимости  $v_E^2(x)$  от  $x$ .

Инкремент нарастания аperiодической неустойчивости в условиях, когда амплитуда волны накачки значительно выше порогового значения, не зависит от того, каким образом происходит локализация возмущений, и равен:

$$\gamma = \frac{1}{8} \frac{v_E^2}{\beta v_{Te}^2} \frac{\omega_{UH}^2}{\Omega_e^2} \frac{M}{m} \omega_0. \quad (3)$$

Развитие этой неустойчивости приводит к возникновению турбулентного состояния, что может повлечь за собой значительное увеличение поглощения энергии волны накачки плазмой. Для нахождения величины поглощаемой плазмой энергии волны следует оценить величину плотности энергии турбулентного плазменного поля. Величина спектральной плотности энергии плазменных волн  $W(\vec{k})$  в рассматриваемых нами условиях, когда распадные неустойчивости невозможны, удовлетворяет следующему уравнению:

$$\frac{\partial W(\vec{k})}{\partial t} = 2\gamma W(\vec{k}) - W(\vec{k}) \int d\vec{k}' Q(\vec{k}, \vec{k}') W(\vec{k}'), \quad (4)$$

где  $Q(\vec{k}, \vec{k}')$  - ядро, описывающее нелинейное взаимодействие волн, связанное с индуцированным рассеянием волн на электронах

$$Q(\vec{k}, \vec{k}') = -\frac{1}{16\pi^3} \frac{\omega_{Le}^4}{\omega_{UH}^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{k_z}{\omega^4 v_{Te}} \exp \left[ -\frac{(\omega - \omega')^2}{2(k_z - k_z')^2 v_{Te}^2} \right] \times \\ \times \left[ 2 \left( \frac{k_z k_z'}{kk'} \right)^2 + \frac{\omega^2}{\Omega_e^2} \frac{(\Omega_e [kk'])^2}{\Omega_e^2 (kk')^2} \right] \frac{k_z - k_z'}{|k_z - k_z'|}. \quad (5)$$

Выражение (5) отличается от соответствующих выражений работ /6,7/ и справедливо в условиях

$$1 > \sqrt{M/m} k_z / k > (\omega_{Le} / \Omega_e) (k v_{Te})^3,$$

которые выполнены в рассматриваемом случае параметрического возбуждения волн в области нижнегибридного резонанса.

Учитывая, что спектр возбуждаемых плазменных волн имеет вид

$$\omega(\vec{k}) \approx \omega_{Li} \left[ 1 + (\omega_{Le}^2 k_z^2 / 2\omega_{Li}^2 k^2) + k_{1Pe}^2 \right], \quad (6)$$

где  $\rho_e$  — ларморовский радиус электронов, можно с помощью (4) оценить эффективную частоту столкновений  $\nu_{ef}$ , описывающую нелинейное поглощение энергии волны накачки в результате развития параметрической турбулентности. Воспользовавшись малостью эффективной ширины ядра нелинейного взаимодействия  $Q(\vec{k}, \vec{k}')$  и тем, что  $k^2 Q$  является нарастающей функцией  $k^2$ , можно с помощью стационарного предела уравнения (4) получить следующую оценку для плотности энергии турбулентного плазменного поля

$$\frac{E_1^2}{8\pi} \approx \left| \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \right| w(\vec{k}) \approx \frac{1}{\pi^{3/2}} \frac{E_0^2}{k_m^2 r_{De}^2} \ln \left( \frac{2}{k_m r_{De}} \frac{\Omega_e}{\omega_{Le}} \frac{\omega_0 - \omega_{Li}}{\omega_{Li}} \right), \quad (7)$$

где  $k_m$  — максимальное волновое число, определяемое из условия равенства инкремента неустойчивости декременту затухания плазменных волн на электронах. При написании (7) использовано выражение (3) для инкремента неустойчивости. С помощью (7) легко получить следующую оценку для эффективной частоты поглощения энергии волны накачки

$$\nu_{ef} \approx \nu_{ei} \frac{E_1^2}{E_0^2} \approx \frac{1}{\pi^{3/2}} \frac{\nu_{ei}}{k_m^2 r_{De}^2} \ln \left( \frac{2}{k_m r_{De}} \frac{\Omega_e}{\omega_{Le}} \frac{\omega_0 - \omega_{Li}}{\omega_{Li}} \right) \quad (8)$$

показывающую, что эффективность нелинейного поглощения значительно превосходит эффективность столкновительного поглощения волн.

Поступила в редакцию  
26 октября 1981 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. В. Аликаев, В. Е. Голант, К. Н. Степанов, Труды Советско-американского семинара "Системный анализ и конструкции термоядерных электростанций", НИИЭФА, 1974 г., с. I.
2. M. Porkolab, Nuclear Fusion, 18, 367 (1978).

3. В. П. Силин, Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, "Наука", М., 1973 г., § 18.
4. Р. Р. Рамазанов, А. Н. Стародуб, Физика плазмы, 6, 520 (1980).
5. R. L. Berger et al., Phys. Fluids, 20, 1864 (1977).
6. В. В. Пустовалов, В. П. Силин, Труды ФИАН, 61, 1972 г., § 25.
7. Б. И. Стурман, ЖЭТФ, 71, 613 (1976).