

ОБ ИЗМЕНЕНИИ ЭНЕРГИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ В ПРИСУТСТВИИ НИЗКОЧАСТОТНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

С.В. Владимиров, В.С. Кривицкий

Рассмотрен вопрос об изменении энергии нерезонансных ленгмюровских волн при их взаимодействии с резонансными ионно-звуковыми волнами (эффект плазменного мазера). Проведено сравнение с изменением энергии ленгмюровских волн за счет эффектов рассеяния на электронах плазмы и распадах с образованием ионно-звуковых волн.

Возможность усиления высокочастотных (ВЧ) нерезонансных волн при их нелинейном взаимодействии с низкочастотными (НЧ) резонансными плазменными колебаниями (эффект плазменного мазера или конверсия вверх по частоте) представляет большой интерес /1/. Для его реализации необходимо существование достаточно интенсивного (случайного) НЧ поля, удовлетворяющего условию черенковского резонанса

$$\omega - qv = 0 \quad (1)$$

с частицами плазмы (вместо (1) можно рассматривать и циклотронный резонанс), а также ВЧ волн (Ω, k) , не удовлетворяющих ни условию черенковского резонанса

$$\Omega - kv = 0, \quad (2)$$

ни условию резонанса рассеяния

$$\Omega - \omega - (k - q)v = 0 \quad (3)$$

с резонансными колебаниями.

В /1/ показано, что в замкнутой плазменной системе (в отсутствие внешних воздействий), содержащей резонансные и нерезонансные поля, сохраняется адиабатический инвариант — число квантов нерезонансных волн N_k ; плотность энергии волн W связана с N_k соотношением ($\hbar = 1$)

$$W = \int N_k \Omega_k dk / (2\pi)^3. \quad (4)$$

В (4) частота Ω_k определяется дисперсионным уравнением

$$\epsilon_{\Omega, k}^L = 0 \quad (5)$$

(рассматриваем продольные волны) и является медленно зависящей от времени величиной (изменение с течением времени линейной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\Omega, k}^L(t)$ обусловлено квазилинейной эволюцией функции распределения электронов, взаимодействующих с резонансными полями /1/).

Замкнутая плазменная система всегда является нестационарной вследствие квазилинейного взаимодействия резонансных волн с частицами. Сохранение числа квантов N_k достигается за счет того, что дополнительная мнимая часть у линейной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\Omega, k}^L$, обусловленная нестационарностью, компенсирует нелинейную диэлектрическую проницаемость $\text{Im} \epsilon_{\Omega, k}^L$, связанную со взаимодействием нерезонансных и резонансных волн /1/. Однако сохранение числа квантов нерезонансных волн N_k в процессах данного взаимодействия не означает, что не меняется энергия этих волн W (4). Изменение энергии волн при этом обусловлено зависимостью их частоты от времени: $\Omega_k = \Omega_k(t)$, следующей из (5).

Зависимость от времени диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\Omega k}^L(t)$ определяется выражением

$$\epsilon_{\Omega k}^L(t) = 1 + \frac{4\pi e^2}{k^2} \int \frac{dp}{(2\pi)^3} \frac{1}{\Omega - kv} \left(k \frac{\partial \Phi_p(t)}{\partial p} \right) \quad (6)$$

с зависящей от времени функцией распределения $\Phi_p = \Phi_p(t) \cdot 1/1$, которая, в свою очередь, эволюционирует квазилинейно (рассматриваем пространственно-однородный случай):

$$\frac{\partial \Phi_p}{\partial t} = \pi e^2 \int d\omega dq \frac{|E_{\omega q}|^2}{q^2} \left(q \frac{\partial}{\partial p} \right) \delta(\omega - qv) \left(q \frac{\partial \Phi_p}{\partial p} \right). \quad (7)$$

Рассмотрим случай, когда нерезонансные волны являются ленгмюровскими, а резонансные — ионным звуком; кроме того, полагаем, что частицы плазмы и резонансные ионно-звуковые волны распределены изотропно. В этом случае имеем $\Omega \cong \Omega_{pe} \gg |k|v$, что в случае нерезонансных ленгмюровских волн необходимо для соблюдения условий (2) и (3); $\Omega_{pe} = (4\pi n e^2 / m_e)^{1/2}$ есть электронная плазменная частота, а $\omega_s \cong |q|v_s$, где $v_s = (T_{eff}/m_i)^{1/2}$ — скорость ионного звука. Считая распределение резонансных электронов максвелловским, $T_{eff} = T_e$, имеем согласно (5) — (7)

$$\left. \frac{\partial \epsilon_{\Omega k}^L(t)}{\partial t} \right|_{\Omega \cong \Omega_{pe}} \cong - \sqrt{2/\pi} \sqrt{m_e/m_i} (W_s/nT_e) k^2 r_{de}^2 \omega_s^*, \quad (8)$$

где $r_{de} = v_{te}/\Omega_{pe} = (T_e/4\pi n e^2)^{1/2}$ — дебаевский радиус электронов, W_s — плотность энергии резонансных ионно-звуковых волн, ω_s^* — характерная частота спектра ионно-звуковой турбулентности. Используя (8) и закон дисперсии ионного звука, получаем для изменения энергии ленгмюровских волн следующую оценку

$$\Omega_{pe}^{-1} W_l^{-1} dW_l/dt \sim \Omega_{pe}^{-2} d\Omega_k/dt \ll (m_e/m_i) (W_s/nT_e) k_*^2 r_{de}^2, \quad (9)$$

где k_* — характерное волновое число спектра ленгмюровской турбулентности. Из (9) видно, что в эффекте плазменного мазера энергия нерезонансных ленгмюровских волн увеличивается в процессе взаимодействия с резонансными волнами.

Сравним рост энергии (9) с уменьшением энергии ленгмюровских волн в нелинейных процессах рассеяния на электронах $l + e \rightarrow l' + e'$ и распадов с образованием ионного звука $l \rightarrow l' + s$. (Эти процессы обеспечивают отток энергии от ленгмюровских волн к ионно-звуковым волнам и резонансным электронам, т. е. в направлении, противоположном (9)). Известно [2], что в этих процессах сохраняется полное число квантов $N = \int N_k dk / (2\pi)^3$, так что изменение энергии ленгмюровских волн обусловлено уменьшением частоты в процессах перекачки по спектру (поскольку перекачка происходит в сторону меньших k). Минимальное характерное время перекачки в процессах распадов определяется выражением $1/2 (\Omega_{pe} \tau)^{-1} \sim \sqrt{m_e/m_i} \times W_l/nT_e k_* r_{de}$, а в процессах рассеяния — выражением $(\Omega_{pe} \tau)^{-1} \sim k_* r_{de} W_l/nT_e$. Перекачка за счет распадов доминирует только в достаточно узком интервале фазовых скоростей ленгмюровских волн:

$$\sqrt{9m_e/m_i} \ll \Omega_{pe}/k_* v_{te} \ll \sqrt{9m_e/m_i}, \quad (10)$$

поскольку при нарушении правого неравенства в (10) распады запрещены. Оценивая изменение частоты как $\partial \Omega_k / \partial t \cong 3(kv_{te}^2 / \Omega_{pe}) \partial k / \partial t \sim -3k_*^2 v_{te}^2 / \Omega_{pe} \tau$, получаем, что при распадах

$$\Omega_{pe}^{-1} W_l^{-1} \frac{dW_l}{dt} \sim - \sqrt{m_e/m_i} (W_l/nT_e) k_* r_{de}$$

и при рассеянии $\Omega_{pe}^{-1} W_l^{-1} dW_l/dt \sim - (W_l/nT_e) k^3 r_{de}^3$. Учитывая значения фазовых скоростей, при которых доминирует перекачка за счет распадов либо за счет рассеяния, получаем, что рост энергии ленгмюровских волн за счет эффекта плазменного мазера оказывается возможным лишь при $W_s/W_l \gg (m_i/m_e)^{3/4}$. Это неравенство дает оценку для максимально возможного значения энергии нерезонансных ленгмюровских волн при их возбуждении в замкнутой системе резонансным ионным звуком в эффекте плазменного мазера. В отличие от процессов распадов и рассеяния, при нелинейном нерезонансном усилении ленгмюровских волн не происходит перекачки энергии по спектру. Это факт непосредственно связан с тем обстоятельством, что в рассматриваемом процессе сохраняется "спектральное" число квантов ленгмюровских волн N_k , а не только их полное число N .

ЛИТЕРАТУРА

1. Исаков С. Б., Кривицкий В. С., Цытович В. Н. ЖЭТФ, 90, 933 (1986); Кривицкий В. С., Прядко Ю. М., Цытович В. Н. Препринт ФИАН № 132, М., 1988.
2. Цытович В. Н. Нелинейные эффекты в плазме. М., Наука, 1967; Цытович В. Н. Теория турбулентной плазмы. М., Атомиздат, 1971.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 9 марта 1989 г.