

О РОЛИ РЕГУЛЯРНЫХ ВНЕШНИХ ИСТОЧНИКОВ В ЭФФЕКТЕ ПЛАЗМЕННОГО МАЗЕРА

В. С. Кривицкий

Рассмотрен вопрос о влиянии внешних источников регулярного типа на нелинейное взаимодействие волн в турбулентной плазме.

Эффект плазменного мазера представляет собой нелинейное взаимодействие какой-либо резонансной моды плазменных колебаний (удовлетворяющей условию черенковского или, во внешнем магнитном поле, циклотронного резонанса с некоторыми частицами) с нерезонансными волнами (для которых запрещены резонанс черенковского типа с частицами и резонанс рассеяния с резонансной модой) и частицами плазмы. В таких условиях эффект плазменного мазера, впервые исследованный в [1], является основным физическим механизмом, определяющим временную эволюцию (усиление или затухание) нерезонансных волн. Нелинейное взаимодействие типа плазменного мазера открывает возможность усиления высокочастотных нерезонансных волн низкочастотными резонансными колебаниями, то есть эффективной конверсии энергии плазменных колебаний вверх по частоте.

Изучение механизма взаимодействия волн, проведенное в [2], показывает, что результат взаимодействия существенно зависит от внешних условий. Замкнутая плазменная система с некоторым надтепловым уровнем плотности энергии резонансных колебаний является нестационарной или пространственно-неоднородной. Ее временная эволюция функции распределения частиц определяется квазилинейным интегралом. Эта нестационарность, приводящая к медленной зависимости диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\omega k}$ системы от времени, порождает дополнительный вклад в мнимую часть $\epsilon_{\omega k}$, имеющий тот же порядок величины, что и мнимая часть нелинейной диэлектрической проницаемости $\text{Im} \epsilon_{\omega k}^N$. Характер вызванной квазилинейным взаимодействием медленной временной зависимости линейной части диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\omega k}^L$ изучен в [2], где показано, что в исследуемых условиях инкремент усиления продольных волн γ дается формулой

$$\gamma = -(\partial \epsilon_{\omega k}^L / \partial \omega)^{-1} [\text{Im} \epsilon_{\omega k}^N + (1/2) \partial^2 \epsilon_{\omega k}^L / \partial \omega \partial t]. \quad (1)$$

В замкнутой системе величина (1) обращается в нуль — число квантов нерезонансных волн сохраняется в качестве адиабатического инварианта, и конверсия вверх по частоте отсутствует [2].

Одна из возможностей получить отличное от нуля значение γ состоит в рассмотрении открытой плазменной системы с некоторыми внешними источниками частиц или энергии, которым отвечает феноменологически вводимая в правую часть кинетического уравнения величина Q :

$$\frac{\partial f_p}{\partial t} + v \frac{\partial f_p}{\partial r} + e \left(E + \frac{1}{c} v \times H \right) \frac{\partial f_p}{\partial p} = Q(t, r, p).$$

В работе [3] был рассмотрен случай линейных по f_p диссипативных источников типа кулоновских столкновений. Источники такого типа в большинстве случаев приводят к затуханию, а не к раскачке нерезонансных волн [3].

В настоящей работе рассмотрим случай нелинейного по функции распределения внешнего источника регулярной природы. Такой источник может описывать, например, какой-либо способ ионизации плазмы. В этих условиях для продольных нерезонансных ленгмюровских волн при $\omega \cong \omega_{pe} \gg kv$ инкремент γ может быть выражен через источник Q :

$$\gamma = (\partial \epsilon_{\omega k}^L / \partial \omega)^{-1} (e/2\pi k)^2 \int dp (\omega - kv)^2 \cdot (k\partial / \partial p) Q \approx -(2n_e)^{-1} (2\pi)^{-3} \int dp Q, \quad (2)$$

где n_e — концентрация электронов плазмы. Вводя величину $\nu(t, r) = \int Q(t, r, p) dp / (2\pi)^3$, являющуюся полной производной по времени от концентрации электронов в точке r среды в момент времени t , формулу (2) можно переписать в виде $\gamma = -\nu / 2n_e$. Нерезонансные ленгмюровские волны усиливаются ($\gamma > 0$) в тех областях пространства, где имеется сток частиц ($\nu < 0$).

Аналогичное соотношение может быть получено для поперечных электромагнитных нерезонансных волн. Конечный результат имеет вид: $\gamma = -(\omega_{pe}^2 / \omega^2) (\nu / 2n_e)$. С ростом частоты ω электромагнитных волн инкремент γ спадает достаточно медленным — степенным образом ($\sim \omega^{-2}$). Это обстоятельство является характерной чертой рассматриваемого нелинейного взаимодействия нерезонансных и резонансных волн [1]. При достаточно больших частотах $\omega \gg \omega_{pe}$ другие механизмы усиления (затухания) электромагнитных волн могут оказаться "выключенными", и тогда рассмотренный эффект будет играть определяющую роль в процессе усиления электромагнитного излучения.

Таким образом, внешний регулярный источник может вызывать нелинейную раскачку нерезонансных волн. Возможность усиления обусловлена коренным отличием физического механизма нелинейного взаимодействия волн и частиц в этом случае от случая линейных диссипативных внешних источников [3], которые порождают дополнительное затухание, связанное со случайной составляющей источника и сводящее на нет нелинейное усиление. Регулярные источники могут вызывать нелинейное параметрическое усиление нерезонансной волны вследствие связанной с ними нестационарности диэлектрической проницаемости. При этом не возникает дополнительного затухания типа столкновительного вследствие отсутствия турбулентной компоненты внешнего источника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tsytovich V. N., Stenflo L., Wilhelmsson H. *Physica Scripta*, 11, 251 (1975).
2. Исаков С. Б., Кривицкий В. С., Цытович В. Н. *ЖЭТФ*, 90, 933 (1986).
3. Исаков С. Б., Кривицкий В. С., Цытович В. Н. *Физика плазмы*, 14, 498 (1988).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 4 сентября 1989 г.