

ВЛИЯНИЕ КВАЗИЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ЗАТУХАНИЕ НИЖНЕГИБРИДНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

В.В.Параил

В работе рассмотрен квазилинейный механизм "запирания" нижегибридных волн на периферии плазмы.

Во всех проведенных к настоящему времени экспериментах по дополнительному нагреву плазмы нижегибридными волнами ($\omega^2 \geq \omega_{LH}^2 = \frac{\omega_{pi}^2 \omega_{Bi} \omega_{Be}}{\omega_{pi}^2 + \omega_{Bi} \omega_{Be}}$; $\frac{|k_z| c}{\omega} > 1$, $k_z \parallel H_0$) в установках типа "токамак"

[1] была отмечена странная закономерность. Несмотря на высокую

($\approx 90\%$) эффективность ввода в плазму ВЧ энергии, поглощение ее долгоживущей компонентой плазмы было очень невелико и составляло не более 20% вводимой энергии. Большая часть ВЧ энергии "бесследно" исчезала, не увеличивая энергосодержания плазмы. Вообще говоря, такая аномалия могла бы быть объяснена нелинейным процессом конверсии нижнегибридных волн в коротковолновые плазменные колебания [2]; если характерная длина перекачки энергии окажется много меньше размеров плазмы, то диссипация ВЧ энергии должна происходить в основном на периферии плазмы. Однако в большинстве экспериментов было замечено, что при умеренной ($P \leq 100 \text{ кВт}$) вводимой мощности интенсивность рассеянных волн резко падала при уменьшении плотности плазмы; эффективность же нагрева при этом не увеличивалась.

В ряде работ [3] отсутствие нелинейных процессов в разрядах с $\omega > \omega_{LH}^{max}$ объяснялось конвективным выносом рассеянных волн из зоны взаимодействия, поскольку в реальных экспериментах замедляющая система (а следовательно и область локализации нижнегибридных волн) имела конечный размер по оси z . Ясно, что такой механизм стабилизации нелинейных процессов будет работать лишь в том случае, когда энергия волны за счет линейных (или квазилинейных) механизмов диссипации теряется за один проход волны по плазме. В противном случае энергия колебаний успеет равномерно распределиться по всему объему плазмы и конвективный механизм стабилизации будет отсутствовать. Численные оценки показывают, что в существующих установках токамак (с характерными параметрами $\bar{n}_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$; $T_e = 1 \text{ кэВ}$, $a \sim 10 \text{ см}$, $R \sim 50 \text{ см}$) для колебаний с $\omega/|k_z| \gg V_{Te}$ (а таких волн в спектре большинство) и $\omega > \omega_{LH}^{max}$ все линейные механизмы диссипации (затухание Ландау, диссипация за счет электро-ионных столкновений и при отражении волны от стенки камеры) ничтожно малы, так что заметное поглощение энергии должно происходить за несколько сотен оборотов волны по тору. Поскольку тем не менее эксперименты показывают отсутствие нелинейных процессов при $\omega > \omega_{LH}^{max}$, то остается предположить, что нижнегибридные волны скажем за счет квазилинейных эффектов создают на периферии плазменного шнура слой горячей сильнопоглощающей плазмы с $T_{эфф} \sim 100 \text{ кэВ}$. Теоретическому исследованию возможности появления такого "запирающего" слоя и посвящена настоящая работа.

Задача решается в следующей постановке. Однородная плазма с температурой T_e , плотностью n_e и $\omega_{pe} < \omega_{Be}$ занимает полупространство $x \geq 0$. В плоскости $x = 0$ находится источник нижнегибридных волн с частотой $\omega > \omega_{LH}$ и мощностью P (P — мощность, вводимая через 1 см^2 поверхности). Предположим, что замедляющая система возбуждает широкий по k_z спектр волн, так что $P_{k_z} = \frac{Pk_0}{k_z^2} \theta(|k_z| - k_0)$ ($k_0 \approx 2\omega/c$ —

оптимальное замедление). Такая форма спектра достаточно близка к получаемому в современных экспериментах. При выполнении условий $\frac{\omega}{|k_z|} > V_{Te}$ и $\omega < \omega_{pe}$ колебания распространяются вглубь плазмы с групповой скоростью $u_x \approx \frac{Pk_0}{\omega^2 |k_z|}$. При отсутствии затухания нетруд-

но посчитать спектральную плотность энергии волн в плазме $W_{k_z} =$

$$= \frac{|E|^2 k_z}{4\pi} = \frac{Pk_0}{\omega_{pe} |k_z|} \theta(|k_z| - k_0). \text{ Тот факт, что замедляющая систе-}$$

ма возбуждает широкий по k_z спектр волн, позволяет использовать квазилинейную теорию для описания обратного воздействия волн на резонансные электроны. В рассматриваемом нами случае это уравнение можно упрощенно записать следующим образом:

$$\frac{\partial f_z}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial V_z} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z D k_z \delta\left(k_z - \frac{\omega}{V_z}\right) \frac{\partial f_z}{\partial V_z} - \nu_E (f_z - f_M). \quad (1)$$

$$\text{Здесь } D_{k_z} = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2} W_{k_z} \frac{k_z^2}{k^2} = \frac{4\pi^2 e^2 P k_0}{m^2 \omega \omega_{pe}}; \quad f_z = 2\pi \int_0^{\infty} V_{\perp} dV_{\perp} f_e; \quad f_M =$$

$$= \frac{n_e}{\sqrt{\pi} V_{Te}} \exp\left(-\frac{V_z^2}{V_{Te}^2}\right); \quad \frac{1}{\nu_E} - \text{энергетическое время жизни электро-}$$

нов. Величина ν_E берется из эксперимента и может значительно превышать классическую величину электронной теплопроводности ($\nu_E \gg \gg \chi_{екл}/a^2$). Стационарное решение уравнения (1) имеет следующий вид:

$$f_z \approx \frac{n_e}{2V_b} \exp\left(-\frac{|V_z|}{V_b}\right); \quad V_b = \sqrt{D_{k_z}/\nu_E}. \quad (2)$$

Для того, чтобы оценить величину V_b и сравнить ее с V_{Te} , необходимо численно задать величины P , ν_E , n_e , T_e и т. д. В качестве примера мы выбрали параметры установки ГМ-3 в типичных разрядах с нижнегибридным нагревом, причем величины n_e , T_e , ν_E выбирались из условий на периферии шнура: $P = 100 \text{ квт}$, $R = 40 \text{ см}$, $a = 8 \text{ см}$, $T_e = 100 \text{ эв}$, $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\nu_E = 10^4 \text{ сек}^{-1}$. Для этих параметров оказывается $V_b \gg \gg 10^{10} \text{ см/сек}$. Отметим сразу, что толщина "горячего" слоя плазмы (полученная из уравнения баланса энергии) оказывается в рассматриваемом случае меньше 1 см.

Изменение во времени функции распределения f_z при $t < 1/\nu_E$ происходит по закону $f_z \sim \exp(-|V_z|/\sqrt{D_{k_z} t})$; характерное время установления стационара τ определяется естественно величиной $\tau \sim 1/\nu_E$.

Итак, выше было показано, что квазилинейные эффекты приводят к появлению на периферии плазмы тонкого слоя горячих электронов. Если оценить декремент затухания нижнегибридных волн на резонансных электронах в такой плазме, то оказывается, что для волн с $\omega/|k_z| \lesssim \frac{3}{2} V_b \approx \frac{c}{2}$ величина:

$$\frac{\gamma}{\omega} \approx \frac{\omega \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 n_e} \frac{\partial f_z}{\partial V_z} \Big|_{\omega/k_z}}{\omega} \approx \frac{\omega^2}{k_z^2 V_b^2} e^{-\frac{\omega}{|k_z| V_b}} \leq 1, \quad (3)$$

т. е. волна должна терять свою энергию на длине порядка поперечной длины волны:

$$\Delta x \sim \frac{1}{k_x} \sim \frac{\lambda_z}{2\pi} \frac{\omega}{\omega_{pe}} \quad (4)$$

Интересно отметить, также, что помимо появления сильного затухания, для волн с $\frac{\omega}{|k_z|} < V_b \left(N_z = \frac{|k_z|c}{\omega} \gtrsim 3 \right)$ плазма вообще становится непрозрачной. Действительно, при выполнении условия $\omega < \omega_{pe}$ и $N_z > 1$ выражение для поперечного показателя преломления имеет вид [4]:

$$N_{\perp}^2 \approx - (N_z^2 - 1) \left(1 - \frac{4\pi e^2 \infty}{m\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{V_z \frac{\partial f_z}{\partial V_z}}{\omega - k_z V_z} dV_z \right) \quad (5)$$

При выполнении неравенства $\omega/|k_z| < V_b$ из (3) следует:

$$N_{\perp}^2 \approx - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{c^2}{V_b^2} \left(1 + i\sqrt{\pi} \exp\left(-\frac{\omega}{|k_z| V_b}\right) \right) \quad (6)$$

Появление такой зоны непрозрачности приводит к еще бо́льшей локализации волн на периферии плазмы. И так в работе показано, что нижнегибридные волны за счет квазилинейных эффектов могут создавать на периферии плазменного шнура тонкий слой горячей плазмы, приводящей к сильному кинетическому поглощению волн на периферии плазмы. Следует отметить, что эффективность такого процесса диссипации существенно зависит от количества коротковолновых колебаний в спектре. Именно, механизм ускорения электронов начинает превышать силу динамического трения лишь при достаточно большой спектральной плотности энергии колебаний. Если в возбуждаемом спектре мало коротковолновых колебаний, то эффективное ускорение будут испытывать лишь надтепловые электроны с $V_z > V_o > V_{Te}$, следовательно количество ускоренных частиц (и соответственно декремент затухания волн) будет экспоненциально мало $\nu/\omega \sim \exp(-V_o^2/V_{Te}^2)$. Отметим также, что в определенных условиях такой слой горячей (по V_z) плазмы может быть неустойчив относительно раскачки колебаний на аномальном эффекте Доплера.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
3 октября 1977 г.

Литература

- [1] В.В.Аликаев, Ю.И.Арсеньев, Г.А.Бобровский и др. ЖТФ, XLV, 523, 1975; W.M.Hook. Bull. Am. Phys. Soc., 20, 1313, 1975; V.E.Golant et al. 5th Int. Conf., Tokyo, 1973, IAEA-CN-33/A9-3; Tonon et al. 3^d Int. Congress on Waves and Instabilities in Plasma, Paris, 1977, A9-2.

- [2] M.Porkolab. *Phys. Fluids*, 17, 1432, 1974; C.S.Liu. *Advanced Plasma Physics*, 6, 124, 1976; А.М.Рубенчик. Письма в ЖТФ, 2, 521, 1976; В.В.Параил. Препринт ИАЭ-2608, 1976.
- [3] M.Porkolab. In *Symposium on Plasma Heating in Toroidal Devices*, Varenna, 1974 (Editrice Compositori, Bologna, 1974), p.41; R.L.Berger; L.Chen, P.K.Kaw, F.W.Perkins. PPPL-1308, 1976.
- [4] Т.Х.Стикс. Теория плазменных волн. М., Госатомиздат, 1965.
-