УДК 533.951 7

ЦИКЛОТРОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В УСЛОВИЯХ ПОДДЕРЖАНИЯ ТОКА В ПЛАЗМЕ С ПОМОЩЬЮ НИЖНЕГИБРИДНЫХ ВОЛН

С. Б. Исаков, В. Н. Цытович

В настоящее время успешно проводятся эксперименты по безындукционному поддержанию тока в тороидальных ловушках с помощью нижнегибридных волн [1]. С целью повышения эффективности генерации тока, в частности, подавления «веерной» неустойчивости, было предложено дополнительно использовать в этих условиях избирательный (для быстрых электронов, несущих ток) электронно-циклотронный нагрев Теоретическому анализу этой возможности посвящены работы [2], в которых считалось, что наличие нижнегибридных волн не влияет на циклотронное поглощение электромагнитных волн. В настоящей работе на примере обыкновенной волны с частотой, близкой к ω_{He}, будет показано, что при достаточно высоких значениях плотности энергии нижнегибридных волн, соответствующих наиболее мощным в настоящее время источникам излучения, изменяется структура циклотронного резонанса. Это приводит к существенному уменьшению поглощения обыкновенной волны, а при определенных условиях — к ее неустойчивости.

Получим уравнение, определяющее структуру циклотронного резонанса при наличии нижнегибридных волн. Для этого рассмотрим, следуя [3], слабое регулярное возмущение, представляющее обыкновенную волну, распространяющуюся на фоне имеющейся в плазме турбулентности нижнегибридных волн. Представим функцию распределения и электрическое поле в виде суммы регулярной и турбулентной частей $f=f^R+f^T$, $E=E^R+E^T$, а f^R и f^T разлагаем по степеням E^R, ограничиваясь линейными по E^R членами $f^R=\Phi+f^{R(1)}$, $f^T=f^{T(0)}+f^{T(1)}$. Будем считать E^T заданным, т. е. предполагать, что E^R не оказывает обратного влияния на E^T. Это фактически соответствует экспериментальной ситуации при нижнегибридном нагреве, в котором уровень турбулентных колебаний фиксируется внешним источником нагрева Тогда из кинетического уравнения получим уравнение, описывающее структуру циклотронного резонанса для обыкновенной волны:

$$
\begin{aligned}
&-i\left(\omega-\omega_{He}+\omega_{He}\frac{v^2}{c^2}\right)g_k-\pi e^2\frac{\partial}{\partial p_z}\int dk_1\,|E_{k_1}|^2\,\delta(\omega_1-k_{1z}v_z)\times\\
&\times\frac{\partial g_k}{\partial p_z}=eE^R_{z,k}\,\frac{k_\perp v_z}{2\omega_{He}}\,\frac{\partial\Phi(p_\perp,p_z)}{\partial p_\perp}+i\pi e^3\frac{\partial}{\partial p_z}E^R_{z,k}\times\\
&\times\int dk_1\,|E_{k_1}|^2\,\frac{k_\perp v_z}{2\omega_{He}}\,(\omega+\omega_1-k_{1z}v_z-\omega_{He}/\gamma)^{-1}\times\\
&\times(k_\perp v_z/2\omega_{He})\,\frac{\partial}{\partial p_\perp}\,\delta(\omega_1-k_{1z}v_z)\,\frac{\partial\Phi(v_\perp,p_z)}{\partial p_z},
\end{aligned}
\tag{1}
$$

g_k определяет фурье-образ $f_k^{R(1)}$ $(k\equiv\{\boldsymbol{k},\omega\})$ функции $f^{R(1)}$ в области циклотронного резонанса: $f_k^{R(1)}=\exp\{-i(k_\perp v_\perp/\omega_{He})\sin\psi+i\psi\}g_k$, ψ — азимутальный угол вектора $\boldsymbol{p}$ в цилиндрической системе координат с осью z в направлении магнитного поля и осью x — в направлении распространения обыкновенной волны, которое считаем перпендикулярным магнитному полю В уравнении (1) k относится к регулярной волне, k_1 — к турбулентной, $\gamma=(\sqrt{1-v^2/c^2})^{-1}$, $|E_{k_1}|^2$ — корреляционная функция турбулентного поля; турбулентные волны считаются распространяющимися вдоль магнитного поля. В качестве нижнегибридных волн, поддерживающих ток, рассмотрим замагниченные ленгмюровские колебания, которые возбуждены в интервале волновых чисел $k_1\leqslant k_{1z}\leqslant k_2$ или, соответственно, фазовых скоростей $v_1\leqslant\omega_{pe}/k_{1z}\leqslant v_2$, $v_1>v_{Te}$ Для реальных спектров $v_2\sim v_1\sim v_2-v_1$.

В уравнении (1) члены, содержащие $|E_{k_1}|^2$, играют роль эффективных столкновений с турбулентными колебаниями для электронов, движущихся в поле регулярной волны. Записав второй член в левой части (1) через коэффициент квазилинейной диффузии в виде $(\partial/\partial v_z)D(v_z)(\partial/\partial v_z)g_k$, можно ввести эффективную частоту столкновений $\nu_{эфф}$, равную по порядку величины $\nu_{эфф}\sim D/v_1^2$, где D — характерное значение коэффициента диффузии в интервале $v_1\leqslant v_z\leqslant v_2$ (точное определение $\nu_{эфф}$ дано ниже), или $\nu_{эфф}\sim\omega_{He}(W/nm_ev_1^2)$, W — плотность энергии нижнегибридных волн. Эффективные столкновения становятся существенными, когда в левой части (1) второе слагаемое сравнивается с членом $\omega_{He}(v^2/2c^2)g_k$, т е при $\nu_{эфф}\gtrsim\omega_{He}v_1^2/c^2$ Это условие при наиболее мощных в настоящее время источниках нижнегибридных волн с плотностью потока 5—9 кВт/см^2 [4] выполняется для скоростей v_1, в несколько раз превышающих v_{Te}. Мы рассмотрим случай $\nu_{эфф}\gg\omega_{He}v_1^2/c^2$, когда эффективные столкновения становятся определяющими, ширина циклотронного резонанса в этом случае порядка $\nu_{эфф}$.

Поведение функции g_k и определяемого ею коэффициента поглощения обыкновенной волны $\alpha=2\mathrm{Im}\,k$ различно в зависимости от соотношения величин $|\omega-\omega_{He}|$ и $\nu_{эфф}$. При $|\omega-\omega_{He}|\gg\nu_{эфф}$ в нулевом приближении по параметру $\nu_{эфф}/|\omega-\omega_{He}|$ опускаем второе слагаемое в левой части уравнения (1) и учитываем его в первом приближении. Это дает выражение для коэффициента поглощения

$$\alpha=2\,(1-\omega_{pe}^2/\omega_{He}^2)\,(\omega_{pe}/c)\,(v_1^2/c^2)\,(\omega_{pe}\nu_{эфф}/(\omega-\omega_{He})^2)\,(n_1/n), \tag{2}$$

где введена эффективная частота столкновений $\nu_{эфф}=v_1^{-2}(v_2-v_1)^{-1}\int_{v_1}^{v_2}D(v_z)dv_z$ и концентрация частиц в интервале $v_1<v_{1z}<v_2$ посредством $n_1=\int_{v_1}^{v_2}dv_z m_e\int dp_\perp\, p_\perp(2\pi)^{-3}\times$ $\times\Phi(p_\perp,p_z)$. Из (2) видно, что $\alpha>0$, т. е. в области частот $|\omega-\omega_{He}|\gg\nu_{эфф}$ обыкновенная волна поглощается

В обратном предельном случае, $|\omega-\omega_{He}|\ll\nu_{эфф}$, в правой части (1) достаточно учесть лишь первое слагаемое, а в левой части — лишь член, содержащий $|E_{k,}|^2$. Интегрирование получившегося уравнения дает

$$g_k(v_z)=g_k(v^*)+c_1\int_{v^*}^{v_z}dv_z'/D(v_z')-eE_{z,k}^R\times$$
$$\times\int_{v^*}^{v_z}(dv_z'/D(v_z'))\int_{v^*}^{v_z'}dv_z''\,(k_\perp v_z''/2\omega_{He})\,\frac{\partial\Phi(p_\perp,p_z'')}{\partial p_\perp}, \tag{3}$$

где $c_1=(D(v_z)\partial g_k/\partial p_z)_{v_z=v^*}$, а v^* выбрано вблизи значения v_1 так, чтобы $D(v^*)\ll v_1^2\nu_{эфф}$. Это условие позволяет пренебречь в (3) членом, содержащим c_1. Вычисленный по полученной g_k коэффициент поглощения обыкновенной волны имеет отрицательный знак, по порядку величины $\alpha\sim-(\omega_{He}/c)(\omega_{He}v_1^2/c^2)\,\nu_{эфф}^{-1}(n_1/n)$. Таким образом, внутри резонанса при $|\omega-\omega_{He}|\ll\nu_{эфф}$ имеет место неустойчивость обыкновенной волны. Эта неустойчивость могла бы понизить эффективность дополнительного электронно-циклотронного нагрева Для нагрева практический интерес представляет суммарное поглощение обыкновенной волны на всем пути ее распространения $\int\alpha(x)d(x)$. Вдоль этого пути магнитное поле является слабо неоднородным, $H_0(x)=H_0(0)(1-x/L)$, в результате интегрирование по координате x сводится к интегрированию по $d\omega_{He}$ или $d(\omega-\omega_{He})$, или $d\omega$. Поскольку в областях $|\omega-\omega_{He}|\gg\nu_{эфф}$ и $|\omega-\omega_{He}|\ll\nu_{эфф}$ коэффициент поглощения имеет разные знаки, в области частот $|\omega-\omega_{He}|\sim\nu_{эфф}$ происходит изменение знака α Если L не меняется на пути распространения обыкновенной волны, как это имеет место в токамаках, то в области $|\omega-\omega_{He}|\lesssim\nu_{эфф}$ и $|\omega-\omega_{He}|\gtrsim\nu_{эфф}$ вносят, как видно из соответствующих выражений для α, одинаковые по порядку величины, но различные по знаку вклады в интеграл $\int\alpha dx$ Поэтому определение величины знака этого интеграла требует точного решения уравнения (1). В стеллараторах, в отличие от токамаков, в центральной области плазменного шнура имеется участок, в котором магнитное поле меняется значительно медленнее, чем в остальной части шнура Если область частот $|\omega-\omega_{He}|\lesssim\nu_{эфф}$ приходится на этот участок, то ее вклад в интеграл $\int\alpha\,dx$ будет преобладающим. В результате обыкновенная волна после прохождения плазменного шнура будет усиливаться, т е электронно-циклотронный нагрев быстрых электронов может быть недостаточно эффективным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bernabei S, Danghnei C., Efthimion P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1982, 49, № 17, p. 1255; Ohkubo K. et al — Nucl. Fusion, 1982, 22, № 2, p. 203; Nakamura M., Cho T., Kubo S. et al. — Phys. Rev. Lett., 1983, 50, № 25, p 1194.
2. Fidone I, Granata G, Meyer R L — Plasma Phys., 1980, 22, p. 261; Fidone I., Giruzzi G, Granata G., Meyer R. L. — Phys. Fluids, 1984, 27, № 3, p. 661; № 10, p. 2468.
3. Цытович В. Н. — ЖЭТФ, 1969, 57, № 1(7), с 141; Цытович В. Н. Теория турбулентной плазмы. — М · Атомиздат, 1971, гл. 8.
4. Голант В. Е, Федоров В. И В кн.: Высокочастотный нагрев плазмы — Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 71.

Институт общей физики
АН СССР

Поступила в редакцию
29 апреля 1987 г.