Письма в ЖЭТФ, том 91, вып. 12, с. 724 – 728 © 2010 г. 25 июня

Низкопороговые параметрические распадные неустойчивости в экспериментах по электронно-циклотронному нагреву в тороидальных ловушках

Е. З. Гусаков[1], *А. Ю. Попов*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 5 мая 2010 г.

Анализируются экспериментальные условия, приводящие к существенному снижению порога отражательных параметрических распадных неустойчивостей при электронно-циклотронном (ЭЦ) нагреве плазмы в магнитных ловушках в отсутствие верхнего гибридного резонанса (ВГР) для греющей волны. Обсуждается роль немонотонного профиля плотности плазмы вблизи О-точки магнитного острова, который делает возможным локализацию ионных бернштейновских (ИБ) волн в направлении градиента плотности и подавление конвективных потерь из области распада. Показано, что вблизи локального максимума профиля плотности порог неустойчивости индуцированного рассеяния назад снижается на четыре порядка величины и легко превосходится в современных экспериментах по ЭЦ нагреву на уровне мощности в несколько сотен киловатт.

Введение. Электрон-циклотронный (ЭЦ) нагрев плазмы хорошо зарекомендовал себя в экспериментах на стеллараторах и токамаках. С его помощью возможно не только осуществление эффективного нагрева электронной компоненты плазмы, но и возбуждение токов увлечения. Для него созданы эффективные генераторы – гиротроны, которые позволяют возбуждать пучки ЭЦ волн с мощностью от 100 кВт до 1 МВт. В токамаке-реакторе ITER планируется использование ЭЦ нагрева, в частности, для подавления неоклассической тиринг-моды. Согласно современным представлениям, распространение ЭЦ волн и их поглощение в плазме хорошо описываются в рамках линейной теории и являются детально предсказуемыми. Теоретический анализ таких нелинейных явлений как параметрические распадные неустойчивости ЭЦ волн, предсказывает крайне высокий порог их возникновения (более 1 ГВт) существенно, на несколько порядков, превышающий мощность гиротронов [1 – 3]. Причиной столь высокого порога параметрической неустойчивости служат, в частности, большие конвективные потери дочерних волн из области параметрического распада в направлении неоднородности плазмы. Как известно, параметрический распад волны накачки в неоднородной плазме имеет место в узком слое, где выполнено резонансное условие Брэгга $\Delta k = k_1 - k_2 - k_0 = 0$, ($k_1$, k_2 и k_0 – волновые векторы двух дочерних волн и волны накачки). Коэффициент усиления при этом дается формулой Пилия – Розенблюта [4 – 6]

$$S_{PR} = \exp\left(\pi\gamma_0^2 l^2/\left(v_1 v_2\right)\right), \qquad (1)$$

где γ_0 – максимум инкремента неустойчивости, который прямо пропорционален амплитуде волны накачки, v_1 и v_2 – групповые скорости дочерних волн и $l = |d(\Delta k)/dx|^{-1/2}$. Очевидно, что порог параметрической неустойчивости может существенно снизиться, если амплитуда ЭЦ волны накачки увеличивается и/или уменьшается групповая скорость дочерних волн (см. (1)). Оба эти эффекта имеют место в случае индуцированного рассеяния назад в окрестности верхнего гибридного резонанса (ВГР) [7], что объясняет наблюдение параметрических процессов в экспериментах по электронному бернштейновскому нагреву уже при мощности нагрева 100 кВт [8]. Следует подчеркнуть, что в экспериментах по нагреву плазмы на 2-й ЭЦ гармонике условия ВГР, как правило, не выполнены, тем не менее, недавно в ходе экспериментов по ЭЦ нагреву на токамаке TEXTOR (нагрев необыкновенной волной с мощностью 200–600 кВт) было обнаружено аномальное рассеяние назад ЭЦ волны накачки [9, 10]. Рассеянный сигнал, модулированный по амплитуде на частоте МГД моды, наблюдался при наличии на пути ЭЦ волны магнитного острова $m = 2$, $n = 1$. Его спектр был смещен вниз по частоте приблизительно на 1 ГГц, что соответствовало для условий экспериментов на TEXTOR'е нижнегибридной (НГ) частоте или частоте высокой ($k = 30$) гармоники ионного циклотронного резонанса. Поскольку в этих экспериментах условия ВГР для ЭЦ волны не выполнялись, можно полагать, что значительное снижение порога параметрической неустойчивости вызвано новым неизученным механиз-

[1]e-mail: evgeniy.gusakov@mail.ioffe.ru

мом и каким-то образом связано с наличием магнитного острова. В настоящей работе анализируются экспериментальные условия, при которых происходит существенное снижение порога параметрической неустойчивости по сравнению с предсказанием стандартной теории [1–3]. Рассматривается процесс параметрического отражения волны накачки в окрестности точки поворота ионной бернштейновской (ИБ) волны, где конвективные потери из области параметрического распада минимальны. Причем, используется тот факт, что в окрестности О-точки магнитного острова во многих экспериментах, в частности, на токамаке TEXTOR [11, 12] наблюдается немонотонный профиль плотности плазмы. При этом ИБ волна может иметь две точки поворота, что в свою очередь может приводить к ее запиранию в радиальном направлении, подавлению соответствующих конвективных потерь и, более того, вообще к их существенному снижению в направлении поперек магнитного поля. В работе найдена мнимая поправка к постоянной распространения плазменного волновода, коэффициент усиления ИБ волны и порог возбуждения параметрической неустойчивости индуцированного рассеяния ЭЦ волны назад.

Уравнения для амплитуд волн, участвующих в распаде. В работе анализируется параметрическое отражение ЭЦ волны необыкновенной поляризации, сопровождающееся генерацией ИБ волны, в рамках модели плоскослоистой одномерно-неоднородной плазмы. Будем полагать, что градиенты плотности и магнитного поля направлены вдоль оси x, а направление магнитного поля выберем вдоль оси z. Предположим, что ЭЦ волна необыкновенной поляризации, для которой ВГР находится вне плазменного шнура, возбуждается внешней антенной и распространяется в направлении x. Предположим также, что частота ЭЦ волны накачки, как и в экспериментах на токамаке TEXTOR, много больше электронной плазменной частоты и электронной циклотронной частоты, $\omega_i \gg \omega_{pe}, \omega_{ce}$. Это позволяет нам пренебречь в области распада зависимостью волновых векторов высокочастотных волн, $k_{i,x}$ и $k_{s,x}$, от координаты x и представить пучок ЭЦ волн, распространяющихся от антенны внутрь плазмы поперек магнитного поля, в виде $E_{iy} = a_i \exp(ik_{i,x}x - i\omega_i t)$, где $a_i(y,z) = \sqrt{8\pi P_i/(\pi\rho_y\rho_z c)} \exp\left(-y^2/(2\rho_y^2) - z^2/(2\rho_z^2)\right)$ – амплитуда, P_i – мощность, ρ_y и ρ_z – радиус пучка соответственно в полоидальном и тороидальном направлениях. Далее, для упрощения анализа будем полагать, что радиус пучка в тороидальном направлении много больше, чем в полоидальном. Электрическое поле отраженной высокочастотной волны описывается уравнением

$$\frac{\partial^2 E_{sy}}{\partial x^2} + k_{s,x}^2 E_{sy} = i\frac{4\pi\omega_s}{c^2} j_{sy}, \tag{2}$$

где нелинейная плотность тока есть произведение возмущения электронной плотности δn_Ω, вызванное низкочастотной, $\Omega = \omega_i - \omega_s \ll \omega_i$, ИБ волной, и осцилляторной скорости u_{iy} в электрическом поле волны накачки, $j_{sy} = e\delta n_\Omega u_{iy}$. Поскольку ИБ волна является потенциальной, $\mathbf{E} = -\nabla\varphi \exp(i\Omega t)$, мы представим выражение для плотности нелинейного тока в виде

$$j_{sy} \simeq -\frac{e}{m_e c^2}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} E_{iy}. \tag{3}$$

Будем искать решение уравнения (2) в виде $E_{sy} = a_s(x)\exp(-ik_{s,x}x - ik_{s,y}y - i\omega_s t)$, где $a_s(x)$ – амплитуда, медленно меняющаяся в области параметрического распада из-за нелинейного взаимодействия. Потенциал ИБ дочерней волны описывается интегральным уравнением

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{r}' D(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \mathbf{r} + \mathbf{r}')\varphi(\mathbf{r}') = 4\pi\rho_\Omega. \tag{4}$$

В слабонеоднородной плазме ядро интегрального оператора $D(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \mathbf{r} + \mathbf{r}')$ в уравнении (4) зависит преимущественно от разностного аргумента $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$. Зависимость этой функции от аргумента $\mathbf{r} + \mathbf{r}'$, который описывает неоднородность среды, значительно более слабая. Это позволяет нам представить ядро интегрального оператора в виде $D(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \mathbf{r} + \mathbf{r}') = (2\pi)^{-3}\int_{-\infty}^{\infty} D(\mathbf{q}, \mathbf{r} + \mathbf{r}')\exp(i\mathbf{q}(\mathbf{r} - \mathbf{r}'))d\mathbf{q}$, где

$$D(\mathbf{q}, \mathbf{r} + \mathbf{r}') = q^2(1 + \chi_e + \chi_i) = D_\perp + D_\parallel, \tag{5}$$

$$\chi_e = \frac{q_\perp^2}{q^2}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{q_z^2}{q^2}\frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2}, \quad \chi_i = \frac{2\omega_{pi}^2}{q^2 v_{ti}^2}(1 - X(\xi) - Y(\xi)R) \tag{6}$$

– электронная и ионная [11] восприимчивости в однородной плазме, $q_\perp = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$, $\xi = \Omega/(q_\perp v_{ti})$, $R = \cot(\pi\Omega/\omega_{ci}) + i/\sqrt{\pi}\cdot\omega_{ci}/|q_z|v_{ti} \times \sum_m \exp\left(-(\Omega - m\omega_{ci})^2/(q_z^2 v_{ti}^2)\right)$ и $X(\xi) + iY(\xi) = \xi/\sqrt{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\exp(-t^2)/(t - \xi - io)dt$. В выражении (5) мы ввели также следующие обозначения: $D_\perp = q_\perp^2(1 + \omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2) + q^2\chi_i$ и $D_\parallel = q_z^2(1 - \omega_{pe}^2/\Omega^2)$. Нелинейная плотность заряда ρ_Ω в уравнении (4) индуцируется в результате нелинейного взаимодействия волны накачки и отраженной волны (результат действия силы Миллера) и дается выражением

$$\rho_\Omega = \frac{1}{4\pi}\frac{e}{m_e}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2\omega_i^2}\frac{\partial}{\partial x}\left[E_{iy}^*\frac{\partial E_{sy}}{\partial x} + E_{sy}\frac{\partial E_{iy}^*}{\partial x}\right]. \tag{7}$$

Поскольку параметрическое взаимодействие, согласно выражению (1), значительно усиливается в области, где групповая скорость дочерней низкочастотной (ИБ) волны стремится к нулю, мы будем искать решение уравнения (4) в окрестности точки поворота ИБ волны в направлении x ($x = x_0$). В этой точке для ИБ волн с частотой $\Omega = \Omega_0$ и волновым вектором $q_{x0} = \sqrt{q_{\perp 0}^2 - q_{y0}^2}$ ($q_{y0} = k_{s,y} = \tan\vartheta \cdot k_{s,x}$, ϑ – угол рассеяния) одновременно выполняются дисперсионное соотношение $D|_{q_{\perp 0},\Omega_0,x_0} \equiv D|_0 = 0$ и условие $\partial D/\partial q_\perp|_0 = 0$ (обеспечивающее наличие точки поворота). Как видно из рис.1, из-за периодичности функции $\cot(\pi\Omega/\omega_{ci})$, входящей в $D_\perp$, существует семейство решений системы уравнений $D|_0 = 0$ и $\partial D/\partial q_\perp|_0 = 0$, причем мы можем найти такое $q_\perp = q_{\perp 0}$, которое близко к резонансному условию Брэгга ($q_{x0} = k_{i,x} + k_{s,x}$, $q_{y0} = k_{s,y}$). Далее, примем во внимание, что рассеянное назад излучение, наблюдавшееся на токамаке TEXTOR, было сильно модулировано по амплитуде на частоте МГД моды $m = 2, n = 1$, причём вспышки излучения имели место при прохождении магнитного острова через пучок греющего излучения [9, 10]. Согласно экспериментальным данным, полученным как с помощью РАДАР-рефлектометрии [12], так и с помощью томсоновской диагностики [13] на той же установке, профиль плотности плазмы имеет в острове немонотонный характер как по радиусу, так и по малому обходу тора, причем O-точке острова соответствует максимум плотности. Кроме того, учтем, что зависимость плотности плазмы от координат y и z существенно более слабая, поэтому в настоящей статье этой неоднородностью мы будем пренебрегать, оставаясь в рамках плоскослоистой модели. Разложим далее дисперсионное соотношение в окрестности O-точки острова, то есть максимума плотности, где одновременно выполняются условия $\partial D/\partial x|_0 = 0$ (условия экстремума функции) и $q_{x0}^2 L_{nx}^{-2} \equiv \partial^2 D/\partial x^2|_0 > 0$ (условие максимума). В этом случае в плазме будет две точки поворота, которые связывают "теплую" и "горячую" моды ИБ волны. В случае, когда выполняется дополнительное условие $\partial^2 D/\partial q_\perp^2|_0 < 0$, имеет место запирание ИБ волны в радиальном направлении (см. рис.2, где показаны профиль плотности плазмы при наличии острова и дисперсионная кривая ИБ волны $q_\perp(x)$, полученная для частоты $\Omega_0 = 0.85$ ГГц и ионной температуры $T_i = 600$ эВ). Таким образом, происходит формирование эффективного одномерного плазменного волновода, в котором конвективный вынос в направлении неоднородности x отсутствует. Предполагая, что ИБ волна распространяется поперек магнитного поля, то есть $q_z = 0$, решение уравнения (4) будем искать в виде $\varphi = b(x)\exp\left(-iq_{x0}x + i\delta q_y x \tan(\vartheta)/2 - i\left(q_{y0} + \delta q_y\right) y\right)$. В результате интегральное уравнение (4) в окрестности O-точки острова сводится к дифференциальному уравнению для амплитуды $b(x)$:

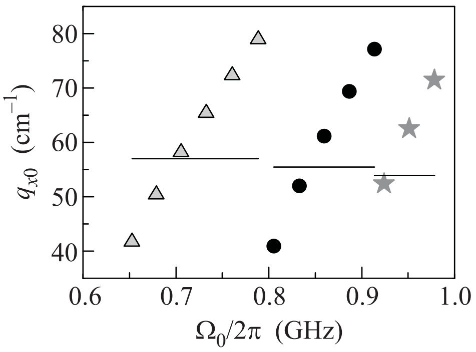

Рис.1. Параметры ИБ волны в точках поворота при: $T_i = 600$ эВ; $\vartheta = 20°$; $n = 1\cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ (треугольники); $n = 2\cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ (кружки); $n = 3\cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ (звезды); сплошные линии – $k_{i,x}(x_0) + k_{s,x}(x_0)$ для соответствующих плотностей

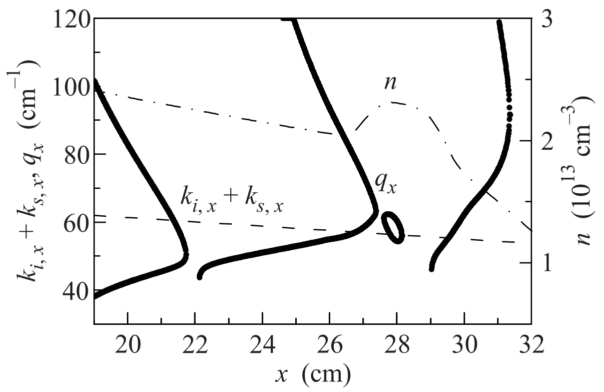

Рис.2. Дисперсионная кривая ИБ волны (сплошная линия), профиль плотности плазмы (штрих-пунктирная линия). Штриховая линия – $k_{i,x}(x_0) + k_{s,x}(x_0)$

$$\left[\left.\frac{\partial D}{\partial \Omega}\right|_0 \delta\Omega - \left.\frac{\partial^2 D}{2\partial q_x^2}\right|_0 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + q_{\perp 0}^2 \frac{\Delta x^2}{L_{nx}^2} - \delta D\right] b = \tag{8}$$

$$= 4\pi\rho_\Omega \exp\left(iq_{x0}x - i\delta q_y x \frac{\tan\vartheta}{2} + i\left(q_{y0} + \delta q_y\right) y\right),$$

где $\delta D = \delta q_y \sin\vartheta/2 \cdot q_\perp^{-1}\partial^2 D/\partial q_\perp^2|_0 \cdot \partial^2/\partial x^2 + i2\omega_{pi}^2/v_{ti}^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta\left(\Omega/\omega_{ci}(y) - m\right) Y$, $\Delta x = x - x_0$ и $\delta\Omega = \Omega - \Omega_0$. Первое слагаемое в δD ответственно за конвективный вынос ИБ волны в полоидальном (y) направлении. Второе слагаемое описывает затухание в рассматриваемом случае $q_z = 0$. Нелинейная плотность индуцированного заряда ρ_Ω, из-за которого уравнение (8) становится неоднородным, описывает источник ИБ волн. Она пропорциональна мощности волны накачки и зависит от координаты $y \sim \exp\left(-y^2/\rho_y^2\right)$. Эту зависимость будем полагать плавной в ВКБ смысле.

Анализ параметрического отражения ЭЦ волны. Рассматривая δD и ρ_Ω как возмущение, найдем решение уравнения (8) при $\delta D = 0$, $\rho_\Omega = 0$ и $\delta q_y = 0$. Это решение описывает собственную моду одномерного плазменного волновода, локализованную в направлении x:

$$b(x) = \varphi_k(x) = H_k\left(\Delta x/\delta_x\right)\exp\left(-\Delta x^2/(2\delta_x^2)\right), \quad (9)$$

и имеющую собственную частоту $\delta\Omega_k = \partial D/\partial\Omega|_0^{-1}\sqrt{|\partial^2 D/\partial q_\perp^2|_0/2} \cdot q_{\perp 0}/L_{nx} \cdot (2k+1)$. В (9) введены следующие обозначения: H_k полином Эрмита и $\delta_x = \left(L_{nx}/q_{x0}\right)^{1/2}\left(\partial^2 D/\partial q_\perp^2|_0/2\right)^{1/4}$ – размер области локализации нулевой моды. Далее, используя решение (9) уравнения (8) в однородном случае, воспользуемся процедурой теории возмущений [14]. Будем искать такое возмущение компоненты волнового вектора $\delta q_y''$, которое обеспечивает тождественное обнуление возмущения частоты собственной моды и, по сути, является постоянной распространения плазменного волновода:

$$(4\pi)^{-1}\int_{-\infty}^{\infty}\varphi_k(x)\delta D\left[\varphi_k(x)\right]dx = \quad (10)$$
$$= \int_{-\infty}^{\infty}\varphi_k(x)\rho_\Omega\left[\varphi_k(x)\right]\exp\left(iq_{x0}x + iq_{y0}y\right)dx,$$

где

$$\rho_\Omega\left[\varphi_k(x)\right]\exp\left(iq_{x0}x + iq_{y0}y\right) =$$
$$= -i\frac{q_{\perp 0}^3}{16\pi}\frac{\omega_{pe}^4}{\omega_{ce}^2\omega_i^2}\frac{a_i^2}{H^2}\int_{-\infty}^{x}\exp\left(i\Delta K(x-x')\right)\varphi_k(x')dx'$$

и $\Delta K = q_{x0} - k_{i,x} - k_{s,x}$. Коэффициент усиления ИБ волны дается выражением $S = \exp(\Gamma)$, где $\Gamma = 2\int_{-\infty}^{\infty} q_y''(y)dy = 2\sqrt{\pi}\rho_y q_y''(0)$. На рис.3 приведены значения Γ для различных значений плотности в острове, разных собственных мод k и типичных параметров разряда в токамаке TEXTOR. В силу того, что $\Delta K \neq 0$, максимум инкремента неустойчивости не всегда соответствует нулевой моде плазменного волновода. На рис.4 показано, что частота ИБ волны, соответствующая максимуму коэффициента усиления, увеличивается с увеличением плотности плазмы в острове. Подобное поведение частоты ИБ волны согласуется с зависимостями, наблюдавшимися экспериментально [10]. В пренебрежении затуханием ИБ волны мнимая часть полоидальной компоненты волнового вектора, описывающая параметрическое возбуждение, находится из (10) в виде

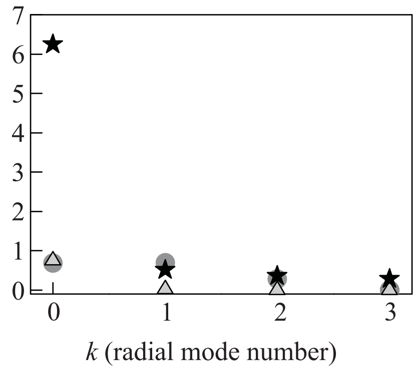

Рис.3. Зависимость логарифма коэффициента усиления от номера радиальной моды; $P = 400$ кВт; $T_i = 600$ эВ; $\vartheta = 20°$; треугольники – $n = 1 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $\Omega_0/(2\pi) = 0.68$ ГГц; кружки – $n = 2 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $\Omega_0/(2\pi) = 0.83$ ГГц; звезды – $n = 3 \cdot 0^{13}$ см$^{-3}$, $\Omega_0/(2\pi) = 0.92$ ГГц

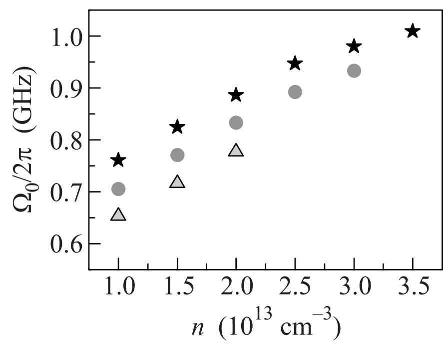

Рис.4. Зависимость частоты, соответствующей максимальному инкременту параметрической неустойчивости от плотности плазмы. $\vartheta = 20°$; треугольники – $T_i = 300$ эВ; кружки – $T_i = 600$ эВ; звезды – $T_i = 900$ эВ

$$q_y''(y) = \alpha_k|q_\perp^4\delta_x^3|_0\frac{\omega_{pe}^4}{\omega_{ce}^2\omega_i^2}\frac{|a_i|^2(y,0)}{H^2}, \quad (11)$$

где

$$\alpha_k = \frac{\sqrt{\pi}\varphi_k^2\left(\Delta K\delta_x\right)}{\sin\vartheta k!2^k(2k+1)\partial^2 D/\partial q_\perp^2|_0}.$$

Порог параметрической отражательной неустойчивости, который соответствует мощности волны накачки, при которой $\Gamma > 1$, дается в этом случае выражением

$$P_{th} = \frac{c\rho_z H^2}{16\sqrt{\pi}\alpha_k}\frac{\omega_{ce}^2\omega_i^2}{\omega_{pe}^4}\left|\frac{1}{q_\perp^4\delta_x^3}\right|_0. \quad (12)$$

Для типичных параметров токамака TEXTOR ($H = 19$ кГс, $f_i = 140$ ГГц, $n = 3 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, $T_i = 600$ эВ, $\rho_z = 1$ см) при вариации плотности в острове $\delta n/n =$

0.1 и ширине острова $w = 3$ см [13], порог параметрической неустойчивости для фундаментальной моды ($k = 0$) при $\Delta K\delta_x \ll 1$ и $\vartheta = 20^\circ$ составляет $P_{th} \approx$ 78 кВт, что превосходится в экспериментах на токамаке TEXTOR. Частота ИБ волны при этом складывается из $\Omega_0/2\pi = 0.92$ ГГц и $\delta\Omega_0/(2\pi) = 4$ МГц, а область ее локализации даётся $\delta_x = 0.6$ см. Следует отметить, что пороговое значение мощности (12) пропорционально синусу угла рассеяния, что приводит к формальному обнулению порога неустойчивости при рассеянии строго назад. Этот эффект связан с полным обнулением при этом и без того малых потерь ИБ волн в направлении поперек магнитного поля и градиента плотности. Порог неустойчивости при этом, конечно, остается конечным и определяется дифракционными потерями, связанными с конечной шириной области усиления и описываемыми членом $\delta D \sim \delta q_y^2$. В случае СВЧ пучка узкого в направлении магнитного поля, могут стать существенными и дифракционные потери ИБ волн в этом направлении, описываемые $\delta D \sim \delta q_z^2$. Заметим, однако, что дифракционные потери как поперёк магнитного поля, так и вдоль него следует учитывать одновременно со слабой неоднородностью магнитного поля вдоль большого радиуса установки, приводящей к запиранию ИБ волны и в полоидальном направлении, формированию для неё двумерного плазменного волновода и, в конечном счёте, к подавлению дифракционных потерь. Описанию этих тонких эффектов будет посвящена отдельная статья.

Заключение. В работе проанализированы экспериментальные условия, способные приводить к существенному снижению порога отражательных параметрических неустойчивостей при ЭЦ нагреве плазмы в магнитных ловушках в отсутствии ВГР для греющей волны. Предложена теоретическая модель, предсказывающая полное подавление конвективных потерь низкочастотной дочерней волны в направлении неоднородности плотности плазмы и, как следствие, значительное снижение порога параметрической неустойчивости по сравнению с предсказанием стандартной теории. В рамках развитой теоретической модели предложен механизм, приводящий к запиранию ИБ волны в эффективном плазменном волноводе, который возникает из-за специфических удерживающих свойств магнитного острова. Мы полагаем, что данный механизм является общим для всех тороидальных установок и может приводить к аномальному отражению ЭЦ волн в экспериментах по ЭЦ нагреву плазмы. С поглощением ИБ волн, возбужденных по описанному в настоящей статье механизму, скорее всего, связано наблюдаемое во многих экспериментах по ЭЦР нагреву на второй гармонике ускорение ионов и нагрев ионной компоненты [15]. Следует отметить, что не только магнитный остров, но и возмущение плотности, вызванное дрейфовой неустойчивостью, могут приводить к запиранию ИБ волн. Эффект запирания ИБ волн может также иметь место при параметрическом распаде на оси разряда.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 10-02-90003-Бел, # 10-02-00887, NWO-RFBR Centre of Excellence on Fusion Physics and Technology (grant # 047.018.002) и грантом поддержки ведущих научных школ – 6214.2010.2.

---

1. A. G. Litvak, A. M. Sergeev, E. V. Suvorov et al., Phys. Fluids B **5**, 4347 (1993).
2. M. Porkolab and B. I. Cohen, Nucl. Fusion **28**, 239 (1988).
3. B. I. Cohen, R. H. Cohen, W. McCay Nevins et al., Rev. Mod. Phys. **63**, 949 (1991).
4. A. D. Piliya, Proc. 10th Conf. Phenomena in Ionized Gases (Oxford), 1971, p.320.
5. M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. **29**, 564 (1972).
6. A. D. Piliya, Zh. Eksp. Teor. Fiz. (Sov. Phys.-JETP) **64**, 1237 (1973).
7. E. Z. Gusakov and A. V. Surkov, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 631 (2007).
8. H. P. Laqua, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, R1 (2007).
9. J. W. Oosterbeek, A. Burger, E. Westerhof et al., Rev. Sci. Instrum. **79**, 093503 (2008).
10. E. Westerhof, S. K. Nielsen, J. W. Oosterbeeket et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 125001 (2009).
11. A. D. Piliya and A. N. Saveliev, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 2059 (1994).
12. A. J. H. Donne, J. C. van Gorkom, V. S. Udintsev et al., Phys. Rev. Lett. **94**, 085001 (2005).
13. M. Yu. Kantor, A. J. H. Donne, R. Jaspers et al., Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 055002 (2009).
14. E. Z. Gusakov and V. I. Fyodorov, Plasma Phys. Reports **5**, 827 (1979).
15. D. Rapisarda, B. Zurro, V. Tribaldos et al., Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 309 (2007).