ИАЭ-2608

Ордена Ленина
Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

SU78026 ЧЧ

В.В.Параил

A14

Нелинейный механизм поглощения электромагнитных волн с частотой, близкой к частоте нижнего гибридного резонанса, в установках типа "токамак"

Москва 1976

ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И. В. КУРЧАТОВА

В. В. Параил

НЕЛИНЕЙНЫЙ МЕХАНИЗМ ПОГЛОЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ЧАСТОТОЙ, БЛИЗКОЙ К ЧАСТОТЕ НИЖНЕГО ГИБРИДНОГО РЕЗОНАНСА, В УСТАНОВКАХ ТИПА "ТОКАМАК"

Москва
1976

Ключевые слова: плазма, токамак, гибридный резонанс.

В работе теоретически исследуется эффективность нелинейного взаимодействия с плазмой электромагнитных волн с частотой $\Omega^2 \gg \omega_{Lh}^2 = \dfrac{\omega_{pi}^2 \omega_{Hi} \omega_{He}}{\omega_{pi}^2 + \omega_{Hi}\omega_{He}}$. Показано, что нелинейные эффекты типа индуцированного рассеяния на ионах могут привести к тому, что в неоднородной плазме электромагнитная волна потеряет значительную часть своей энергии, не доходя до точки нижнего гибридного резонанса. При этом должен происходить значительный нагрев периферических слоев плазмы, сопровождающийся появлением группы быстрых электронов и ионов и турбулизацией границы плазмы. Показано, что при переходе к установкам с бо́льшими временами жизни частиц (а следовательно, и с бо́льшими температурами) эффективность нелинейного механизма должна падать.

В настоящее время одним из наиболее перспективных методов дополнительного нагрева плазмы в крупномасштабных установках типа "токамак" считается метод нагрева плазмы электромагнитными волнами в диапазоне частот, близких к частоте нижнего гибридного резонанса. Известно [1], что в плазме, удерживаемой внешним магнитным полем, существуют области аномальной дисперсии (области гибридных резонансов), в которых поперечный показатель преломления электромагнитной волны в "холодной" плазме резко возрастает по сравнению со своим вакуумным значением и фазовая скорость волны сравнивается с фазовой скоростью соответствующих потенциальных плазменных колебаний "горячей" плазмы. В этих областях происходит линейная трансформация электромагнитной волны в потенциальные плазменные колебания, затухание которых на резонансных частицах должно приводить к нагреву плазмы. Поскольку значение частоты гибридного резонанса зависит от плотности плазмы и величины внешнего магнитного поля (так, для нижнего гибридного резонанса $\omega_{Lh}^2 = \dfrac{\omega_{pi}^2\omega_{Hi}\omega_{He}}{\omega_{pi}^2 + \omega_{Hi}\omega_{He}}$; здесь $\omega_{pi}^2 = \dfrac{4\pi e^2 n}{M}$, $\omega_{H\alpha} = \dfrac{eH_0}{m_\alpha c}$), то, выбирая частоту электромагнитной волны, равной частоте ω_{Lh} на оси плазменного шнура, можно, казалось бы, добиться преимущественного нагрева центральных областей плазмы. Следует, однако, учитывать, что в процессе прохождения от периферии плазменного столба к центру электромагнитная волна может потерять часть своей энергии за счет различных нелинейных механизмов (распадных неустойчивостей, индуцированного рассеяния на резонансных частицах и т.д.). В крупномасштабных установках эти эффекты могут в принципе привести к "преждевременной" потере энергии электромагнитной волны и преимущественному нагреву периферии плазменного столба.

Нелинейность механизма взаимодействия с плазмой электромагнитной волны с частотой $\Omega \sim \omega_{Lh}$ подтверждается проведенными недавно экспериментами на сравнительно больших тороидальных установках ТМ-3 и ФТ-1 [2, 3]. В этих экспериментах при достаточно большом уровне вводимой ВЧ-энергии был обнаружен преимущественный нагрев поверхности плазмы, сопровождающийся турбулизацией ее границы [2].

1. ВЫБОР НЕЛИНЕЙНОГО МЕХАНИЗМА

В настоящей работе будет рассмотрен один из возможных механизмов нелинейного поглощения энергии электромагнитной волны с частотой Ω, близкой к частоте нижнего гибридного резонанса. Будем считать, что выполнено неравенство $k_z a \gg 1$ ($k_z \sim \frac{\omega_{pe}}{c}$ - величина радиального волнового вектора электромагнитной волны, a - радиус плазмы). В этом случае задачу можно решать в квазиклассическом приближении в декартовой системе координат, считая, что плазма занимает по x слой $-a \lesssim x \lesssim a$; внешнее постоянное магнитное поле H_0 направлено по z, плазма неоднородна по x. Пренебрегая узким задиафрагменным слоем сильно разреженной плазмы, будем считать, что плотность плазмы распределена по закону $n(x) = n_0\left(1 - \frac{x^2}{a^2} + 1/10\right)$. Будем также считать выполненным обычное для установок типа "токамак" условие $\omega_{He} > \omega_{pe}^{max}$. В этом случае в плазме существуют замагниченные ленгмюровские колебания, частота которых определяется следующим законом дисперсии:

$$\omega_\ell = \omega_{pe}\frac{k_{z\ell}}{k_\ell}, \qquad (1)$$

при выводе (1) считались выполненными неравенства $k_{z\ell} > k_\ell\sqrt{\frac{m}{M}}$, $k_{z\ell} v_{Te} \ll \omega_\ell$. Эта волна может распространяться в неоднородной плазме, отражаясь от областей с малой плотностью ($\omega_{pe} = \omega_\ell$) и затухая в области больших плотностей ($\omega_{pi} \simeq \omega_\ell$). Следовательно, такие колебания могут эффективно взаимодействовать с электромагнитной волной, начиная с плотностей $\Omega = \omega_{pe}(x)$. Вообще говоря, существует целый ряд нелинейных механизмов взаимодействия электромагнитных волн с потенциальными плазменными колебаниями (см., например, [4-6]). Прежде чем переходить к оценке их возможного влияния на процесс распространения электромагнитной волны, необходимо сделать следующее замечание. В настоящей работе нас будут интересовать лишь такие нелинейные процессы, которые могут привести к тому, что большая часть энергии электромагнитной волны тратится на нагрев периферии плазменного столба, не доходя до его центральной области. При не слишком большом уровне энергии электромагнитных волн $W/nT \ll 1$ (W - плотность энергии электромагнитных волн) существуют два таких процесса. Один из них - это процесс распада электромагнитной волны на электромагнитную и ленгмюровскую или на две ленгмюровских волны с примерно равными частотами. Дело в том, что ленгмюровские и электромагнитные волны в рассматриваемом диапазоне частот $\omega_{pi} < \Omega < \omega_{pe}$ имеют подобные законы дисперсии и одну и ту же область поглощения $\Omega = \omega_{LR}$. Поскольку считается, что $\Omega = \omega_{LR}(x = 0)$, то для волны с частотой $\Omega/2$ область нижнегибридного резонанса расположена в области $n = \frac{n_0}{4}$, т.е. на периферии плазменного столба. Оказывается, однако, что инкремент такой распадной неустойчивости очень мал. Кроме того, в неоднородной плазме эффективность этого процесса резко падает из-за быстрой расстройки резонанса [7], поэтому ниже этот процесс рассматриваться не будет.

Вторым и, по-видимому, наиболее существенным нелинейным эффектом, приводящим к "преждевременной" потере энергии электромагнитной волны, является процесс рассеяния электромагнитной волны на электронах и ионах с трансформацией ее в коротковолновую сильнозатухающую ленгмюровскую волну. Как нетрудно увидеть, все остальные процессы приводят к рождению электромагнитных или длинноволновых слабозатухающих ленгмюровских колебаний с частотой, близкой к Ω, которые при выполнении сильного неравенства $W/nT \ll 1$ не могут потерять большую часть своей энергии на периферии плазменного столба.

Итак, рассматривается процесс индуцированного рассеяния электромагнитной волны на электронах и ионах с трансформацией ее в ленгмюровскую волну. В однородной неизотермической плазме одновременно с этим процессом может идти также процесс распада электромагнитной волны на ленгмюровскую и ионно-звуковую волны. Однако в нашем случае, когда плазма существенно неоднородна, процесс распада очень быстро переходит в процесс индуцированного рассеяния. Действительно, поскольку для ленгмюровской волны $K_{x\ell} \simeq \frac{\omega_{pe}}{\omega_\ell} K_{z\ell}$ есть функция x, а для ионно-звуковых колебаний в акустической области $K_{xs} = \frac{\omega_s}{c_s} = const\,(T = const)$, то закон сохранения импульса участвующих в распаде волн $K_{xs} \cong K_{x\ell}$ очень быстро нарушается и распад переходит в индуцированное рассеяние (напомним, что мы считаем выполненным неравенство $K_t \ll K_{x\ell}$), когда $K_{xs} = K_t - K_{x\ell}$, $\omega_s = \Omega - \omega_\ell$, но ω_s не является собственным колебанием, т.е. $\omega_s \neq k_s c_s$. Считая, что на левой границе плазмы ($x = -a$) задан поток энергии электромагнитных волн с использованием теории слабой турбулентности [4, 5], нетрудно получить уравнения, описывающие распределение энергии ленгмюровских и электромагнитных волн вдоль оси x. В области применимости квазиклассики ($\Omega - \omega_\ell \gtrsim 2\omega_{pi}$) эти уравнения имеют следующий вид:

$$\frac{\partial W_t}{\partial x} = -A(x) W_t \frac{W_\ell}{nT} \quad ; \quad \frac{\partial W_\ell}{\partial x} = \frac{K_{z\ell} c}{\Omega}\left(-\gamma + A\,\frac{W_t}{nT}\right) W_\ell , \tag{2}$$

$W_t = \frac{|E_{zt}|^2}{4\pi}$ – величина, пропорциональная плотности энергии электромагнитной волны;

$$W_e = \frac{|E_{ze}|^2}{4\pi} \quad ; \qquad \gamma = \frac{\Omega^3 \omega_{pe}}{c\, K_{ze}^3 V_{Te}^3} \exp\left\{-\frac{\Omega^2}{K_{ze}^2 V_{Te}^2}\right\}$$

–декремент затухания ленгмюровских волн на резонансных электронах;

$$A \simeq \frac{\omega_{pe}^3}{c\,\Omega^2}\left(1 + 4\,\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}^2}\,\frac{k_{\perp e}^2}{k_{ze}^2}\right)\left[A_i^2\, \frac{\Omega-\omega_e}{k_{ze}V_{Te}} \exp\left\{-\frac{(\Omega-\omega_e)^2}{k_{ze}^2 V_{Te}^2}\right\} +\right.$$

$$\left. + A_e^2\, \frac{T_e}{T_i}\, \frac{\Omega-\omega_e}{k_e V_{Ti}} \exp\left\{-\frac{(\Omega-\omega_e)^2}{k_e^2 V_{Ti}^2}\right\}\right] \Big/ \left(A_i^2 + A_e^2\right) \qquad ;$$

$$A_i^2 = \frac{T_e^2}{T_i^2}\left|1 - 2z_i e^{-z_i^2}\int_0^{z_i} e^{t^2}dt + i\sqrt{\pi}\, z_i e^{-z_i^2}\right|^2 \qquad ;$$

$$A_e^2 = \left|1 - 2z_e e^{-z_e^2}\int_0^{z_e} e^{t^2}dt + i\sqrt{\pi}\, z_e e^{-z_e^2}\right|^2 \qquad ;$$

$$z_e = \frac{\Omega-\omega_e}{k_{ze}V_{Te}} \quad ; \quad z_i = \frac{\Omega-\omega_e}{k_e V_{Ti}} \quad .$$

Уравнение (2) записано для колебаний, распространяющихся слева направо; уравнение для колебаний, распространяющихся в противоположную сторону, получается из (2) заменой x на $-x$.

Исследуем второе уравнение системы (2) на максимум инкремента раскачки; ясно, что в процессе рассеяния будут в первую очередь рождаться волны с $\max \frac{\partial \ln W_e}{\partial x}$ при заданных значениях W_t/nT и $\frac{k_{\perp e}}{k_{ze}}$ (примем пока для простоты, что плазма однородна и величины γ и A не зависят от x). Во втором уравнении системы (2) есть два параметра, по которым нужно искать максимум инкремента, – это $\frac{\Omega-\omega_e}{k_e V_{Ti}}$ и k_{ze}. Нетрудно убедиться в том, что $\max\frac{\partial \ln W_e}{\partial x}$ по параметру $\frac{\Omega-\omega_e}{k_e V_{Ti}}$ достигается при $\frac{\Omega-\omega_e}{k_e V_{Ti}} = \frac{1}{\sqrt{2}}$. При этом оказывается, что при выполнении неравенства $\frac{k_{ze}}{k_{\perp e}} \gg \sqrt{\frac{m}{M}}$ рассеяние электромагнитной волны идет в основном на резонансных ионах [8].

Максимум инкремента по k_{ze} достигается при выполнении соотношения

$$\left(\frac{\Omega}{k_{ze}V_{Te}}\right)^3\left[\left(\frac{\Omega}{k_{ze}V_{Te}}\right)^2 - 1\right]\exp\left(-\frac{\Omega^2}{k_{ze}^2 V_{Te}^2}\right) \simeq \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2}\left(1 + 4\,\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}^2}\,\frac{\omega_{pe}^2}{\Omega^2}\right)\frac{W_t}{nT}. \qquad (3)$$

Из (3) следует, что в максимуме инкремента $\frac{\gamma nT}{AW_t} \simeq \left[\left(\frac{\Omega}{k_{ze}v_{Te}}\right)^2 - 1\right]^{-1}$, и поскольку левая часть равенства (3) экспоненциально зависит от $\Omega / k_{ze} v_{Te}$, то при разумных значениях W_t/nT отношение $\gamma nT / AW_t \gtrsim 10^{-1}$, т.е. в процессе рассеяния рождаются ленгмюровские колебания, достаточно сильно затухающие на резонансных электронах.

Ясно, что достаточно строгое решение системы (2) в неоднородной плазме возможно лишь с использованием численных методов. Однако качественно проследить за процессом перекачки энергии электромагнитных волн можно, используя упрощенную модель однородной плазмы. Вводя безразмерные величины $W_t' = \frac{W_t}{nT}$ и $W_\ell' = \frac{W_\ell}{nT}$, получим из (2)

$$\frac{\partial W_t'}{\partial x} = \frac{k_{ze}c}{\Omega}\left(-\gamma \ln \frac{W_t'}{W_0'} + A(W_t' - W_0') - \frac{\Omega}{k_{ze}c} A W_{0e}'\right) W_t'. \tag{4}$$

Здесь $W_0' = W_t'(x=-a)$, $W_{0e}' = W_e'(x=-a)$. Необходимо помнить, что величина $W_\ell(x=-a)$, вообще говоря, не равна энергии тепловых шумов ($W_\ell'(x=-a) \gg \gg \frac{1}{n r_0^3}$, $r_D = \frac{v_{Te}}{\omega_{pe}}$). Действительно, в процессе рассеяния рождаются ленгмюровские волны, имеющие как положительную, так и отрицательную величину проекции групповой скорости на ось x; отражение последних от областей с малой плотностью ($x \to -a$) приводит к тому, что величина W_{oe} может быть много больше энергии тепловых шумов. При $x \to -a$, когда $\frac{W_0' - W_t'}{W_0'} \ll 1$, решение уравнения (4) имеет вид

$$W_t' = \frac{W_0' + W_{0e}' \Omega / k_{ze}c}{1 + \frac{\Omega}{k_{ze}c}\frac{W_{0e}'}{W_0'} \exp\left\{\left(W_0' + \frac{\Omega}{k_{ze}c} W_{0e}'\right)\frac{k_{ze}c}{\Omega} A(x+a)\right\}}. \tag{5}$$

Из (5) следует, что энергия электромагнитной волны трансформируется в энергию ленгмюровских волн на характерном размере $\Delta x_1 \sim 10 \frac{\Omega}{k_{ze}c} / AW_0'$. При $|x+a| > \Delta x_1$, когда выполняется неравенство $W_t'/W_0' \ll 1$, уравнение (4) можно переписать следующим образом:

$$\frac{\partial W_t'}{\partial x} = \frac{k_{ze}c}{\Omega}\left[-\gamma \ln \frac{W_t'}{W_0'} - AW_0'\right] W_t'. \tag{6}$$

Решение уравнения (6) содержит константу интегрирования, которую нужно находить из условия сшивки решений в области $|x+a| \simeq \Delta x_1$. Считая, что в этой области $W_t' \simeq W_0'$, получим окончательно

$$W_t' = W_0' \exp\left\{-A\frac{W_0'}{\gamma}\left[1 - \exp\left(-\gamma \frac{k_{ze}c}{\Omega}(x+a-\Delta x_1)\right)\right]\right\}. \tag{7}$$

Из (7) следует, что при $|x+a-\Delta x_1| > \Delta x_2 = \frac{\Omega}{\gamma k_{2e} C}$ величина W_t' экспоненциально быстро стремится к своему асимптотическому значению $W_{t\infty}' = W_0' \exp\left(-\frac{AW_0'}{\gamma}\right)$. Нетрудно убедиться в том, что величина Δx_1 является одновременно характерным расстоянием, на котором энергия ленгмюровских волн нарастает до своего максимального значения, и Δx_2 – расстояние, на котором энергия этих волн передается резонансным электронам и ионам.

Таким образом, механизм аномальной потери энергии электромагнитной волны с частотой, близкой к частоте нижнего гибридного резонанса, качественно можно представить себе следующим образом. На границе плазмы при $x \to -a$, начиная от значений плотностей $\omega_{pe}(x) = \Omega$, электромагнитная волна начинает за счет процесса индуцированного рассеяния трансформировать свою энергию в энергию сильнозатухающих ленгмюровских волн. В первую очередь рождаются ленгмюровские волны с бо́льшими k_{2e}, для которых (при данном уровне W_t') инкремент раскачки максимален. Характерный масштаб такой перекачки определяется величиной Δx_1. При $|x+a| > \Delta x_1$ начинают раскачиваться волны с меньшим k_{2e} и так далее. Характерное расстояние, на котором электромагнитная и ленгмюровская волны теряют значительную часть своей энергии, определяется выражением $\Delta x = \Delta x_1 + \Delta x_2$. Подчеркнем еще раз, что найденное решение справедливо лишь при выполнении неравенства $\Delta x < a$; выполнение обратного неравенства означает, что основная часть энергии электромагнитной волны доходит до точки гибридного резонанса.

II. УЧЕТ НЕЛИНЕЙНОГО РАССЕЯНИЯ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН

Оценим теперь влияние вторичных нелинейных эффектов на скорость рассеяния электромагнитной волны. Важнейшим из них является, по-видимому, процесс вторичного рассеяния ленгмюровских волн на ионах с рождением ленгмюровских волн меньшей частоты. Оказывается, что эффективность этого процесса сравнима с эффективностью рассеяния электромагнитных волн, поэтому его нужно учитывать даже при $W_t' \ll 1$. В дальнейшем мы не будем интересоваться судьбой "вторичных" ленгмюровских волн – этот вопрос представляет самостоятельный интерес. Ясно, что характерная длина их затухания будет не больше, чем Δx_2; отметим также, что эти волны значительную часть своей энергии могут передать резонансным ионам при многократном рассеянии [9]. Поскольку при рассеянии ленгмюровских волн величины их волнового вектора меняются мало на масштабе одного элементарного акта (т.е. процесс рассеяния в большинстве случаев хорошо описывается дифференциальным приближением), то для оценки можно принять, что плотность энергии "первичных" и "вторичных" ленгмюровских волн почти одинакова. Это позволяет исключить из рассмотрения "вторичные" волны и переписать систему (2) в следующем виде:

$$\frac{\partial W_t'}{\partial x} = -AW_\ell' W_t' \quad ;$$
$$\frac{\partial W_\ell'}{\partial x} = \frac{k_{ze}c}{\Omega}\left(A(W_t'-W_\ell') - \gamma_\ell\right)W_\ell'. \tag{8}$$

Из (8) можно получить следующее уравнение:

$$\frac{\partial W_t'}{\partial x} = -AW_{0e}'W_t'\left(\frac{W_t'}{W_0'}\right)^{\alpha} + \gamma W_t'\left(1-\left(\frac{W_t'}{W_0'}\right)^{\alpha}\right) -$$
$$-\frac{\alpha A}{\alpha-1}W_t'^2\left(1-\left(W_t'/W_0'\right)^{\alpha-1}\right). \tag{9}$$

Здесь

$$\alpha = \frac{k_{ze}c}{\Omega} \gg 1.$$

Ясно, что при $x \to -a$, когда $\frac{W_0'-W_t'}{W_0'} \ll 1$, решение уравнения (8) совпадает с полученным ранее соотношением (5). Однако при $|x+a| > \Delta x_1$, когда $W_0'-W_t' > \frac{W_0'}{\alpha}$ и $W_t' \sim W_\ell'$, поведение электромагнитных волн начинает существенно отличаться от полученного ранее. Решение уравнения (9) в этом случае имеет вид

$$W_t' = -\frac{\frac{\gamma/A}{W_0'-\gamma/A}\exp\{\gamma(x+a-\Delta x_1)\}}{1-\frac{W_0'}{W_0'-\gamma/A}\exp\{\gamma(x+a-\Delta x_1)\}}. \tag{10}$$

Уравнение (10) отличается от полученного ранее (7), во-первых, тем, что асимптотическое значение энергии электромагнитных волн стало больше; во-вторых, в $\frac{k_{ze}c}{\Omega}$ раз увеличилось характерное расстояние, на котором электромагнитная волна выходит на асимптотическое значение. Это связано с тем, что эффект вторичного рассеяния приводит (при $W_\ell \sim W_t$) к ограничению скорости роста ленгмюровских шумов и, следовательно, к уменьшению скорости передачи энергии от электромагнитной волны к ленгмюровской.

Можно, таким образом, сказать, что максимальное расстояние, на котором электромагнитная и ленгмюровская волны теряют свою энергию на резонансных частицах плазмы, определяется следующим выражением: $\Delta x_{max} \lesssim \frac{10}{AW_0'} + \gamma^{-1}$, и поскольку $10\gamma \gtrsim AW_0'$, то можно окончательно записать

$$\Delta x_{max} \lesssim \frac{10\,nT}{AW_t(x=-a)}. \tag{11}$$

Наконец, остановимся еще на одном эффекте, который может привести к аномальной потере энергии электромагнитной волны даже при малом уровне ее энергии. Предположим, что в плазме существует заранее созданная ленгмюровская турбулентность (будем для определенности говорить о плазме токамака, в котором такая турбулентность может создаваться, например, пучком ускоренных электронов [10]). Будем считать, что спектральное распределение энергии ленгмюровских шумов контролируется пучком электронов и не зависит от уровня энергии электромагнитных волн (это справедливо, конечно, лишь тогда, когда мощность, передаваемая плазме постоянным током, намного превышает мощность, передаваемую плазме электромагнитной волной). Поскольку ленгмюровские колебания за счет нелинейных эффектов стремятся уменьшить свою частоту, то основная энергия шумов должна быть сосредоточена в области частот $\omega_\ell \gtrsim \omega_{pi}$. При выполнении неравенства $\Omega \gtrsim \omega_{pi}$ электромагнитная волна будет эффективно рассеиваться на ленгмюровских волнах даже при $W_t' \ll 1$. Система (2) в этом случае переходит в одно уравнение для электромагнитных волн, в которых $W_\ell = const$; его решение имеет вид

$$W_t' = W_0' \exp\left[-\frac{AW_\ell}{nT}(x+a)\right]. \tag{12}$$

Из (12) следует, что при достаточно большом уровне ленгмюровских шумов электромагнитная волна может за счет нелинейных эффектов быстро терять свою энергию даже при $W_t' \ll 1$.

III. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Приведем сначала некоторые численные оценки. Величину потока энергии электромагнитных волн, необходимую для удвоения температуры плазмы, можно оценить по формуле

$$c\sqrt{\frac{m}{M}}\, S W_t \simeq V \frac{nT}{\tau_E}. \tag{13}$$

Здесь S – площадь, через которую вводится энергия, V – объем плазмы, τ_E – энергетическое время жизни частиц. При выводе (13) учитывалось, что групповая скорость электромагнитных волн по радиусу при $\Omega \gtrsim \omega_{pi}$ $u_x \cong c\frac{k_z}{k_\perp} \sim c\sqrt{\frac{m}{M}}$; кроме того, здесь W_t – истинная плотность энергии электромагнитных волн, т.е. $W_t = \frac{1}{\omega^2}\frac{\partial}{\partial\omega}\omega^2\varepsilon_{\alpha\beta}\frac{E_\alpha E_\beta^*}{8\pi} \simeq \frac{k_\perp^2}{k_z^2}\frac{E_z^2}{4\pi}$. Используя (13), можно переписать (11) следующим образом:

$$\frac{\Delta x_{max}}{a} \sim \frac{c}{\omega_{pe}}\frac{S\tau_E}{aV}\cdot 10^6 \sim 10^6\frac{c}{\omega_{pe}}\beta\frac{\tau_E}{a^2}. \tag{14}$$

При выводе (14) считалось, что $S = \beta \frac{V}{a}$, где $\beta \ll 1$. Из (12) следует, что для установок типа ТМ-3 с $\tau_E \sim 10^{-3}$ с, $a \sim 10^1$ см, $n_0 \lesssim 10^{14}$ см$^{-3}$ $\frac{\Delta x_{max}}{a} \sim \beta \ll 1$.

Если при переходе на более крупные установки энергетическое время жизни будет увеличиваться с ростом температуры, то отношение $\Delta x_{max}/a$ также должно увеличиваться (напомним, что $\tau_E \sim a^2$).

Обратимся теперь к существующим экспериментальным данным. В работах [2, 3] уровень вводимой мощности составлял $P \sim 100$ кВт, $T_e \sim 10^2$ эВ, $n_0 \gtrsim 10^{13}$ см$^{-3}$, $a \sim 10$ см. Во время работы ВЧ-генератора наблюдалось увеличение температуры ионов, однако энергетическое время жизни горячих ионов было много меньше времени жизни основной плазмы. Одновременно было зарегистрировано появление группы ускоренных электронов. В эксперименте [2] наблюдалась также турбулизация периферии плазменного шнура, приводящая к изменению индуктивности плазмы и перераспределению тока. Следует отметить, что эксперименты, описанные в [2], были выполнены при $\Omega > \omega_{pi}^{max}$, т.е. в режиме, когда линейная трансформация волн отсутствовала. В экспериментах [3] наблюдалось также значительное усиление свечения плазмы в области ввода ВЧ-энергии. И, наконец, в [2] наблюдалось значительное поглощение энергии волны при малом уровне вводимой энергии (на уровне ГСС).

Нетрудно видеть, что все эти экспериментальные факты хорошо согласуются с описанным выше нелинейным механизмом нагрева плазмы электромагнитными волнами с $\Omega \gtrsim \omega_{Lh}$. Напомним, что, согласно сказанному выше, нагрев плазмы должен происходить на периферии плазменного столба, т.е. время жизни ускоренных частиц должно быть меньше времени жизни основной компоненты плазмы. Поглощение ленгмюровских волн резонансными электронами должно происходить на "хвосте" электронной функции распределения и приводить к появлению группы ускоренных частиц. В процессе нелинейного рассеяния часть энергии электромагнитных и ленгмюровских волн должна также передаваться резонансным ионам и приводить к увеличению ионной температуры. И, наконец, сильное поглощение электромагнитных волн при малом уровне вводимой энергии можно объяснить существованием в плазме токамака созданной током ленгмюровской (или ионно-звуковой) турбулентности.

В заключение автор пользуется случаем выразить свою искреннюю признательность В. В. Аликаеву и Ю. Н. Днестровскому за многочисленные полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Голант В.Е., Пилия А.Д. УФН, 1971, т. 104, с. 413.

2. Аликаев В.В. и др. Доклад на У1 Европейской конференции по УТС и ФП, 1973, т. 1, с. 63.

3. Голант В.Е. и др. Доклад на У конференции по физике плазмы и УТС. Токио, 1974.

4. Цытович В.Н. В кн. "Нелинейные эффекты в плазме". Изд-во "Наука", М., 1967.

5. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Вопросы теории плазмы, Атомиздат, М., 1973, т.7, с.6.

6. Силин В.П. В кн. "Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму". Изд-во "Наука", М., 1973.

7. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Вопросы теории плазмы, Атомиздат, М., 1973, т.7, с.16.

8. Брейзман Б.Н., Захаров В.Е., Мушер С.Л. - ЖЭТФ, 1973, т. 64, с. 1297.

9. Рубенчик А.М., Рыбак И.Я., Стурман Б.И. О высокочастотном нагреве плазмы в сильном магнитном поле. Препринт ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1974.

10. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей, Атомиздат, 1970, т. 1.

Технический редактор Е.Д.Маркова. Корректор Н.Н.Черемных

Т-19138. 21. 11. 75 г. Формат 60x90/8. Уч.-изд. л. 0,7
Тираж 206. Заказ 1730. Цена 7 коп. ОНТИ. ИАЭ

7 коп.