

УДК 533.9 621.385.6

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ В ТОРОИДАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

(Обзор)

Е. В. Суворов

СО Д Е Р Ж А Н И Е

1. Введение

Параметры установок и требования к методам дополнительного нагрева

2. Электронно-циклотронный нагрев

Линейное циклотронное поглощение

Основные схемы электронно-циклотронного нагрева

Квазилинейные ограничения при электронно-циклотронном нагреве

Эксперименты по электронно-циклотронному нагреву

Перспективы электронно-циклотронного нагрева плазмы в больших токамаках

3. Нижнегибридный нагрев

Проникновение волн нижнегибридного частотного диапазона в плотную плазму

Затухание «медленной» моды в максвелловской плазме

Возбуждение «медленных» волн системой сфазированных волноводов

Влияние тороидальности и малых возмущений на лучевые траектории нижнегибридных волн в токамаке

Эксперименты по нижнегибридному нагреву

4. Ионно-циклотронный нагрев

Возбуждение и распространение быстрой магнитозвуковой волны в плазме токамака

Затухание быстрой магнитозвуковой волны на электронах

Циклотронное поглощение быстрой магнитозвуковой волны

Нагрев на малой добавке

Ион-ионный гибридный резонанс

Эксперименты по ионно-циклотронному нагреву плазмы в токамаках

5. Альфвеновский нагрев

6. Заключение

1. ВВЕДЕНИЕ

Установки типа «Токамак» занимают лидирующее положение среди многочисленных вариантов устройств, предназначенных для реализации управляемой реакции термоядерного синтеза. В этих установках достигнуты наибольшие успехи по квазистационарному удержанию плазмы. Уже в токамаках ближайшего поколения, вступающих в строй в 1983—86 гг., по-видимому, будет выполнен критерий Лоусона $n\tau \gtrsim 10^{14} \text{ с}\cdot\text{см}^{-3}$ (n — плотность плазмы, τ — энергетическое время жизни), являющийся одним из необходимых условий положительного энергетического выхода реакции синтеза дейтерия и трития. Вторым необходимым условием является высокая ионная температура $T_i \gtrsim 10 \text{ кэВ}$. Температура плазмы в токамаках, получаемая в результате омического нагрева, составляет 1—2 кэВ и не может быть существенно увеличена, поскольку сопротивление плазмы резко уменьшается с ростом ее температуры. В связи с этим возникает важная проблема дополнительного нагрева плазмы в токамаках.

К настоящему времени наибольшие успехи по дополнительному нагреву плазмы достигнуты методом нейтральной инжекции; так, в Принстоне (США) на токамаке PLT получены ионные температуры

порядка 7—8 кэВ. Однако с увеличением размера токамака трудности нейтральной инжекции возрастают, и на стадии реактора, возможно, СВЧ методы нагрева будут обладать рядом преимуществ. Поэтому во всем мире ведутся интенсивные исследования по СВЧ методам нагрева в различных частотных диапазонах: низкочастотном (альфвеновском), ионно-циклотронном, нижнегибридном и электронно-циклотронном. Интерес к этой проблеме высок, и число статей, посвященных высокочастотному нагреву плазмы, непрерывно растет; накоплен довольно обширный теоретический и экспериментальный материал. Начиная с 1978 года раз в два года регулярно проводится Объединенный международный симпозиум (Joint Varenna—Grenoble Int. Symposium), специально посвященный нагреву плазмы в тороидальных системах. Вопросы высокочастотного нагрева плазмы обсуждаются также на Всесоюзных и Международных конференциях более общего характера. Несмотря на это, работ, посвященных систематическому изложению проблемы ВЧ нагрева, немного. Сюда можно отнести обзорную статью В. В. Алпкаева (сб. Итоги науки и техники, Физика плазмы, т. 1, ч. 2, М., 1981), посвященную циклотронному (электронному и ионному) нагреву, обзорные доклады на Объединенных симпозиумах (Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble—1978, Como—1980, Grenoble—1982) по отдельным частотным диапазонам. Работы эти рассчитаны, в основном, на специалистов, занимающихся нагревом. Цель настоящего обзора — дать представление более широкому кругу читателей о физических идеях, положенных в основу различных методов высокочастотного нагрева, а также об экспериментальных достижениях на сегодняшний день. Основное внимание уделено особенностям возбуждения и распространения волн различных частотных диапазонов в плазме токамака и механизмам поглощения ВЧ мощности в плазме. В обзоре почти не затрагивается широкий круг практически важных и интересных вопросов, связанных с влиянием нелинейных эффектов при высокочастотном нагреве, изложение которых может составить содержание отдельного обзора (может быть, и не одного)*. В качестве оправдания следует отметить, что роль различных нелинейных эффектов в конкретных экспериментальных ситуациях пока окончательно не выяснена, еще в большей степени это относится к планируемому в будущем экспериментам.

Параметры установок и требования к методам дополнительного нагрева

Современные тороидальные системы, предназначенные для исследований по проблеме УТС, представляют собой сложные инженерно-технические сооружения. Однако для понимания физики, связанной с дополнительным нагревом, вполне достаточно элементарных представлений. С этой точки зрения токамак представляет собой тороидальную камеру с сильным продольным магнитным полем, которым удерживается плазменный шнур примерно кругового сечения с плавными распределениями плотности плазмы и температуры, имеющими максимум примерно в центре шнура. Тороидальное магнитное поле спадает при удалении от главной оси тора. Для обеспечения равновесия плазменного шнура вдоль него пропускается электрический ток, приводящий к широкому магнитного поля и обеспечивающий также первоначальный омический нагрев плазмы.

Наиболее крупные из работающих в настоящее время установок (типа Т-10 в СССР, PLT в США и др.) имеют большой радиус $R \approx 1 \div 1,5$ м, малый радиус a до 0,5 м, тороидальное магнитное поле

* Нелинейные эффекты, возникающие при ионно-циклотронном нагреве, рассмотрены в обзорной статье К. И. Степанова (Физика плазмы, 1983, вып 1)

$B_0 \approx 30 \div 50$ кГс, что обеспечивает энергетическое время жизни до 0,1 с при плотностях плазмы n до $5 \cdot 10^{13} \div 10^{14}$ см $^{-3}$.

В ближайшие несколько лет вступят в строй установки следующего поколения: Т-15 — в СССР, TFTR — в США, JET — в Европе и JT-60 — в Японии, которые примерно при тех же значениях магнитного поля и плотности плазмы будут иметь большие размеры ($R \approx 2,5 \div 3$ м, $a \approx 1$ м), обеспечивающие энергетическое время жизни до 1 с. Для нагрева плазмы в этих установках до температуры порядка 10 кэВ необходимо обеспечить ввод в плазму $5 \div 10$ МВт мощности в течение времени порядка 1 с. В установках масштаба ИНТОРА, которая может служить основой для экспериментального термоядерного реактора ($R \approx 5 \div 7$ м, $a \approx 1,5 \div 2$ м), необходим ввод 50—100 МВт мощности дополнительного нагрева в течение времени порядка нескольких секунд.

Помимо обеспечения требуемой мощности, системы дополнительного нагрева должны также удовлетворять следующим требованиям: а) дополнительный нагрев не должен существенно ухудшать условия удержания плазмы;

б) мощность дополнительного нагрева должна выделяться в центральной части плазменного шнура;

в) эффективность нагрева должна оставаться высокой в широком интервале изменения температуры плазмы от 1—2 кэВ до 10 кэВ.

Отметим также, что в установках, в которых будет выполнен критерий Лоусона, безразлично, в какую из компонент плазмы (электронную или ионную) вводится мощность дополнительного нагрева. Действительно, отношение времени выравнивания электронной и ионной температур τ_i к лоусоновскому времени $\tau_L = 10^{14}/n$ может быть предствлено в виде

$$\frac{\tau_i}{\tau_L} = \frac{10^{-4}}{\alpha} \left(\frac{M}{m} \right) \left(\frac{T_e}{10 \text{ кэВ}} \right)^{3/2} \left\{ 1 + 0,1 \ln \left[\left(\frac{T_e}{10 \text{ кэВ}} \right)^{3/2} \left(\frac{10^{15}}{n} \right)^{1/3} \right] \right\}^{-1}, \quad (1.1)$$

где M и m — масса ионов и электронов, T_e — электронная температура, n — плотность плазмы, α — некоторый численный коэффициент, превышающий единицу.

Для дейтериевой плазмы с параметрами, ожидаемыми при поджиге термоядерной реакции в токамаке ($T_e \approx 10$ кэВ, $n \approx 10^{14} \div 10^{15}$ см $^{-3}$), время обмена энергией между электронами и ионами составляет лишь долю лоусоновского времени: $\tau_i/\tau_L \approx 1/(2 \div 3)\alpha$. Отношение τ_i/τ_L практически не зависит от плотности плазмы, но весьма существенно определяется электронной температурой. Поэтому не следует допускать заметного «перегрева» электронной компоненты плазмы, это означает, что ВЧ мощность должна вводиться в плазму квазистационарно в течение времени порядка времени обмена энергией между электронами и ионами τ_i .

2. ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННЫЙ НАГРЕВ

Для электронно-циклотронного нагрева плазмы необходимы источники СВЧ излучения, работающие на частотах порядка гирочастоты электронов, что соответствует длинам волн от 2 до 10 мм для современных тороидальных систем; в будущих установках вплоть до экспериментального термоядерного реактора магнитные поля, по видимому, будут соответствовать наиболее коротковолновой части указанного диапазона.

Успехи в разработке и создании мощных генераторов миллиметрового диапазона длин волн, достигнутые вначале главным образом в СССР [1], позволили всерьез обсуждать возможность электронно-

* В настоящее время разработка гиротронов ведется также в США, Западной Европе, Японии, Австралии, КНР.

циклотронного (ЭЦ) нагрева плазмы в крупных тороидальных системах до термоядерных температур. Особую привлекательность этому способу нагрева придают простота системы ввода СВЧ излучения миллиметрового диапазона в плазму, возможность сравнительно легко управлять размерами и положением места выделения энергии в плазме, а также ясность физической картины нагрева.

Малая по сравнению с характерными масштабами изменения параметров плазмы длина волны СВЧ излучения позволяет обеспечить хорошее согласование при помощи квазиоптической системы ввода в виде открытого конца сверхразмерного волновода.

Область нагрева локализована в направлении изменения тороидального магнитного поля благодаря резонансному характеру циклотронного поглощения. Локализация области нагрева в направлении, перпендикулярном направлению ввода СВЧ излучения, может быть достигнута путем соответствующей фокусировки СВЧ пучка при условии полного поглощения излучения при однократном прохождении через плазменный шнур. В установках с параметрами, типичными для токамака Т-10, это обеспечивается в широком интервале изменения электронной температуры плазмы: $1 \text{ кэВ} \leq T_e \leq 10 \text{ кэВ}$.

Как будет показано ниже, избыток поперечной температуры резонансных электронов при квазинепрерывном режиме нагрева незначителен; это позволяет надеяться, что искажение функции распределения электронов, обусловленное ЭЦ нагревом, не приведет к существенному изменению условий удержания плазмы.

Поскольку излучение, используемое для ЭЦ нагрева, относится к самому высокочастотному из используемых диапазонов, то влияние неконтролируемых нелинейных эффектов в экспериментах по ЭЦ нагреву, как правило, пренебрежимо мало. Возможно, даже в условиях реактора поглощение СВЧ мощности будет происходить в соответствии с линейной теорией.

Линейное циклотронное поглощение

В области частот порядка электронной гирочастоты в плазме могут распространяться две электромагнитные нормальные волны (обыкновенная и необыкновенная) и электростатические моды Бернштейна. Все они вблизи электронной гирочастоты и ее гармоник испытывают бесстолкновительное (резонансное) циклотронное поглощение. Циклотронное поглощение волн в максвелловской плазме исследуется уже примерно в течение двадцати лет. Выражения для коэффициентов циклотронного поглощения в том или ином виде приведены во многих монографиях (см. [2-4]). В последнее время в связи с нагревом возникла новая волна интереса к линейной теории циклотронного поглощения, в результате чего были открыты заново многие «хорошо забытые» результаты и получены новые. В настоящем разделе мы приведем лишь результаты, относящиеся к поглощению электромагнитных волн⁴.

Коэффициенты циклотронного поглощения нормальных волн в максвелловской плазме, отнесенные к волновому числу в вакууме, для первых двух циклотронных гармоник могут быть представлены в виде [3, 5]

$$\kappa/k_0 = \beta_T \Phi_j(\theta, q) f(z_j), \quad (2.1)$$

где j — индекс нормальной волны, $\beta_T = v_{Te}/c = \sqrt{2T_e/mc^2}$ — отношение тепловой скорости электронов к скорости света, θ — угол между направлением распространения волны и магнитным полем, $q = \omega_p^2/\omega_H^2$ — квад-

⁴ Циклотронное поглощение мод Бернштейна очень велико, однако трудно придумать способ их возбуждения в тороидальной плазме, за исключением одной возможности, о которой будет сказано ниже.

рат отношения плазменной частоты к гирочастоте, $z_j = (\omega - s\omega_H) \times (\omega n_j \beta_T \cos \theta)^{-1}$ ($s=1, 2$; n_j —показатель преломления j -й моды). Функция $f(z_j)$ определяет форму линии поглощения, которая представляет собой колоколообразную кривую, симметричную относительно частоты $s\omega_H$, имеющую характерную полуширину порядка $\omega_H n_j \beta_T \cos \theta$ и максимальное значение, равное единице (см. [3]). Функция Φ_j определяет угловую зависимость коэффициентов поглощения. Выражение (1.1) приведено для достаточно плотной плазмы ($\omega_p^2/\omega_H^2 \gg n_j \beta_T \cos \theta$), причем углы распространения должны быть не слишком близки к $\pi/2$:

$$|\pi/2 - \theta| \gg \beta_T/n_j. \quad (2.2)$$

В противном случае из-за релятивистской зависимости массы от скорости линия поглощения становится асимметричной (поглощение есть лишь при $\omega < s\omega_H$).

Рис 1 Угловые зависимости коэффициентов циклотронного поглощения на первой гармонике (сплошные линии — для необыкновенной волны, пунктир — для обыкновенной)

На рис. 1, 2 приведены угловые зависимости Φ , для электромагнитных волн на первых двух циклотронных гармониках при различных значениях параметра $q = \omega_p^2/\omega_H^2$. При приближении угла распространения к 90° (наиболее естественное направление ввода СВЧ излучения в тороидальную систему) максимально циклотронное поглощение обыкновенной волны на первой гармонике и необыкновенной волны на второй гармонике. Уменьшение поглощения необыкновенной волны на первой гармонике обусловлено особенностью ее поляризации (при попе-

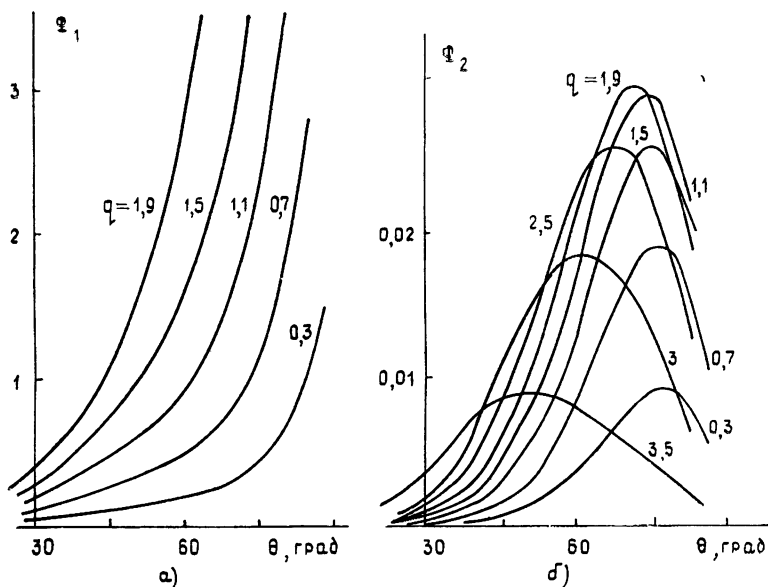


Рис. 2 Угловые зависимости коэффициентов циклотронного поглощения на второй гармонике а) для необыкновенной волны, б) для обыкновенной

речном распространении в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, поляризация круговая, а направление вращения вектора электрического поля в волне противоположно направлению гировращения электронов).

Несколько неожиданным на первый взгляд кажется довольно сильное циклотронное поглощение обыкновенной волны, в которой при поперечном распространении вектор электрического поля направлен вдоль внешнего магнитного поля [6, 7]. Однако, как следует из детального рассмотрения, взаимодействие электронов с этой компонентой переменного поля является достаточно эффективным при учете конечности отношения ларморовского радиуса электрона к поперечной длине волны [7-9].

Сильное поглощение может испытывать необыкновенная волна на первой гармонике при наклонном распространении по отношению к магнитному полю. Поглощение обыкновенной волны на второй гармонике невелико, равно как и поглощение обеих нормальных волн на более высоких циклотронных гармониках.

Основные схемы электронно-циклотронного нагрева

В зависимости от выбора типа волны и направления ввода СВЧ излучения в плазму можно указать несколько возможных схем электронно-циклотронного нагрева в тороидальных системах, которые либо мыслимы, либо реализованы к настоящему времени.

а) Наружный ввод СВЧ мощности в виде обыкновенной волны на первой циклотронной гармонике в направлении возрастания тороидального магнитного поля. Эта схема является основной для ЭЦ нагрева плазмы в крупных тороидальных установках. При квазипоперечном распространении ($|\pi/2 - \theta| \ll 1$) оптическая толщина плазмы, характеризующая величину поглощения при однократном прохождении через плазменный слой, не зависит от направления распространения и равна [5]

$$\tau_0(\omega \simeq \omega_H) = (\pi/2) (T_c/mc^2) qk_0L, \quad (2.3)$$

где $k_0 = (\omega/c) \sqrt{1-q}$ — волновое число обыкновенной волны в резонансном слое, L — характерный масштаб неоднородности магнитного поля, совпадающий по порядку величины с большим радиусом системы. Оптическая толщина превышает единицу для установок масштаба Т-10 и больших. Эта схема была реализована в экспериментах на Т-10 [10]. Для применимости такой схемы нагрева необходимо, чтобы гирочастота в центральной части шнура превышала плазменную: $\omega_H^2 > \omega_p^2$. В противном случае центральная область плазменного шнура недостижима для обыкновенной волны, поскольку квадрат ее показателя преломления становится отрицательным.

б) Нагрев необыкновенной волной на первой гармонике. В этом случае возможен лишь внутренний ввод СВЧ мощности, поскольку при наружном вводе зона циклотронного резонанса отделена интервалом непрозрачности для необыкновенной волны. Эта схема нагрева наиболее популярна для установок небольших размеров [11-13]. Наряду с непосредственным циклотронным поглощением необыкновенной волны здесь работает еще один механизм поглощения [14, 84, 95]. Излучение, прошедшее зону циклотронного резонанса, достигает области верхнегибридного резонанса, от которого отражается, испытав полную трансформацию в электростатическую моду. Эта мода снова достигает области циклотронного резонанса, где теперь уже полностью поглощается в виде моды Бернштейна. При такой схеме нагрева ограничение на плотность плазмы в центре шнура несколько слабее: $\omega_p^2 < 2\omega_H^2$.

в) Нагрев на второй гармонике необыкновенной волной, вводимой с наружной части тора. Ограничение на плотность в центре шнура: $\omega_p^2 < 2\omega_H^2$. Оптическая толщина при квазипоперечном распространении также не зависит от направления распространения и примерно вдвое больше, чем для обыкновенной волны на первой гармонике [15, 16]:

$$\tau_e(\omega \simeq 2\omega_H) = \frac{\pi}{2} \frac{T_e}{mc^2} q \left(\frac{3/2 - q}{3 - q} \right)^2 k_e L, \quad (2.4)$$

где $q = \omega_p^2/\omega_H^2$, k_e — волновое число необыкновенной волны в зоне нагрева.

Эта схема нагрева была применена на токамаке T-10, когда он работал в режиме с пониженным значением магнитного поля [17], и на установке TOSKA [18]. Возможно, эта схема пригодна лишь для физических экспериментов, поскольку при нагреве до термоядерных температур укорочение вдвое длины волны генераторов может оказаться слишком дорогой ценой за возможность двукратного увеличения плотности плазмы.

г) В литературе обсуждается еще одна схема ЭЦ нагрева [19, 85], которая в принципе применима при сколь угодно высокой плотности плазмы. Речь идет о наружном вводе обыкновенной волны под определенным углом по отношению к торондальному магнитному полю, что обеспечивает ее полную трансформацию в необыкновенную волну в области критической плотности. Эта волна, отражаясь от области примерно удвоенной критической плотности, попадает в область верхнегибридного резонанса, где трансформируется в электрстатическую моду, которая в конечном итоге поглощается в виде моды Бернштейна. Такая схема нагрева до настоящего времени нигде не была реализована. Длинная цепь трансформаций вызывает естественное недоверие к возможности практической реализации этой схемы, кроме того, оценки показывают, что эффективность трансформации обыкновенной волны в необыкновенную в области критической плотности весьма чувствительна к отклонению угла ввода от оптимального [19, 20].

Квазилинейные ограничения при электронно-циклотронном нагреве

При циклотронном поглощении меняется главным образом поперечная по отношению к магнитному полю энергия электронов*. Поэтому квазилинейные уравнения для эволюции электронной функции распределения после существенного упрощения допускают точное решение [3]. При нагреве на первой гармонике в интервале резонансных значений продольной скорости, определяемых из условия Доплера, $\omega = \omega_H + k_{\parallel} v_{\parallel}$, происходит равномерное увеличение поперечной температуры электронов; коэффициенты циклотронного поглощения остаются неизменными вплоть до поперечных температур порядка $T_0(c/v_{Te})$ [5]. Циклотронное поглощение на второй гармонике с учетом квазилинейной релаксации носит взрывной характер: нагрев приводит к отращиванию энергичного «хвоста» функции распределения по поперечным импульсам, что в свою очередь приводит к увеличению циклотронного поглощения, при котором энергия опять-таки передается главным образом энергичным электронам и т. д. (см. [3]).

* Это можно легко понять из элементарных квантовых соображений при поглощении кванта излучения поперечная энергия электрона меняется на величину $\hbar\omega_H$, а продольная энергия — на величину $v_{\parallel} \hbar k_{\parallel} \simeq (v_{\parallel}/c) \cos \theta \hbar\omega_H$, которая значительно меньше

Квазилинейная теория применима при наличии шумового частотного спектра излучения, либо δ -коррелированного спектра по волновым числам. Для нагрева тороидальной плазмы характерная ширина шумового частотного спектра должна составлять $\Delta\omega \simeq (v_{Te}/c)\omega$. Ширина линии излучения МЦР-генераторов, используемых для ЭЦ нагрева, значительно меньше указанной величины; поэтому здесь скорее следует говорить о нагреве плазмы монохроматическим излучением. В этом случае возникает дополнительное неравенство, которое определяет линейный характер поглощения СВЧ мощности в плазме [21]. Необходимо, чтобы время пролета электронами области, занятой СВЧ полем, было существенно меньше обратной баунс-частоты частиц, захваченных полем монохроматической волны конечной амплитуды:

$$L_B/v_{Te} \ll \omega_b^{-1}, \quad \omega_b \simeq \omega_{H1}(v_{Te}/c) \sqrt{E_0/B_0}. \quad (2.5)$$

Здесь L_B — ширина СВЧ пучка в направлении тороидального магнитного поля, B_0 — величина тороидального магнитного поля, E_0 — амплитуда электрического поля в волне.

Для приложений к нагреву в тороидальных системах удобно неравенство (2.5) представить в несколько ином виде:

$$L_B/\lambda \ll 100/\sqrt{P(MBt)}, \quad (2.5a)$$

где λ — длина волны излучения, P — мощность СВЧ излучения в MBt . Таким образом, ширина нагреваемого «пятна» в резонансной области не должна превышать несколько десятков длин волн СВЧ излучения. В случае шумовой накачки вместо размера L_B в приведенных неравенствах должна фигурировать длина корреляции ВЧ поля, либо произведение $v_{Te}\tau$, где τ — временной масштаб корреляции.

Можно показать, что при выполнении неравенства (2.5) благодаря вращательному преобразованию, связанному с наличием полоидальной компоненты магнитного поля, эволюция электронной функции распределения на временах, значительно больших времени одного оборота электронов по большому кольцу тора, определяется обычным квазилинейным уравнением, коэффициент диффузии в котором определяется распределением амплитуды СВЧ поля по апертуре пучка и в направлении его распространения [21]. Из простых энергетических соображений нетрудно оценить избыток температуры резонансных частиц, необходимый для нагрева всей плазмы до температуры порядка 10 кэВ:

$$\Delta T_{\perp \text{рез}} = T_{\perp \text{рез}} - T_0 \simeq 20 \text{ кэВ} \left(\frac{m}{M} \right) \left(\frac{nV}{n_{\text{рез}} V_{\text{рез}}} \right) \left(\frac{\tau_i}{\tau} \right), \quad (2.6)$$

где V и $V_{\text{рез}}$ — объемы, занятые плазмой и резонансными частицами соответственно, n и $n_{\text{рез}}$ — плотности плазмы и резонансных частиц, τ_i — время обмена энергией между электронами и ионами, τ — длительность инжекции СВЧ излучения, m и M — массы электронов и ионов.

Приняв для оценок $\tau \simeq \tau_i$, $n_{\text{рез}} \simeq n$, $V_{\text{рез}} \simeq 0,1 V$, находим, что в случае водородной плазмы $\Delta T_{\perp \text{рез}} \simeq 100$ эВ, это составляет пренебрежимо малую величину для тороидальной плазмы и не оказывает никакого влияния на коэффициенты циклотронного поглощения.

Эксперименты по электронно-циклотронному нагреву

Первые эксперименты по ЭЦ нагреву были проведены еще в начале 70-х гг в СССР на установках «Туман-2» (ФТИ им Иоффе) [84] и ТМ-3 (ИАЭ им. Курчатова) [86]. В настоящее время эксперименты по ЭЦ нагреву весьма популярны из-за их простоты. Однако отсутст-

вие мощных источников СВЧ излучения коротковолнового диапазона приводит к тому, что эксперименты, как правило, проводятся на небольших установках при значениях тороидального магнитного поля порядка 10—15 кГс. Из результатов, полученных в экспериментах такого рода, отметим следующие

В экспериментах на токамаке ФТ-1 в Физикотехническом институте им. Иоффе [11, 87] был использован внутренний ввод с широкой диаграммой линейно-поляризованного излучения с поляризацией, соответствующей необыкновенной волне, распространяющейся поперек магнитного поля. Важный эффект, обнаруженный в этих экспериментах, — возможность эффективного нагрева плазмы при внутреннем вводе при плотностях, существенно выше критической ($n \leq 3n_c$). Эффект этот получил хорошее теоретическое объяснение при численном моделировании лучевых траекторий с учетом эффекта трансформации в области верхнегибридного резонанса. К сожалению, маловероятно, что такой же эффективный нагрев плотной плазмы будет иметь место в больших токамаках.

На токамаке ISX-B [12] был осуществлен внутренний ввод излучения в виде смеси двух нормальных волн с преобладанием необыкновенной волны на частоте 35 ГГц мощностью до 100 кВт. Наблюдалось увеличение электронной температуры от 800 до 1250 эВ. Впервые был замечен эффект уменьшения плотности при ЭЦ нагреве, который, по-видимому, обусловлен явлениями, происходящими на периферии плазменного шнура и на стенках камеры.

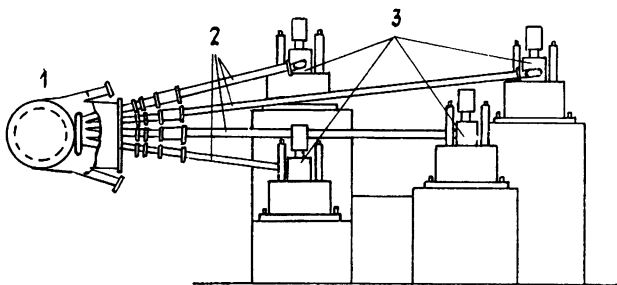


Рис 3 Схема соединения гиротронов с камерой токамака при электронно-циклотронном нагреве на Т-10 [10].

1 — камера токамака, 2 — волноводы, 3 — гиротроны.

В экспериментах на JFT-2 [13] использовался гиротрон на 28 ГГц, дающий до 200 кВт СВЧ мощности. Основная цель экспериментов — определение оптимальных для нагрева условий ввода. Проводилось сравнение эффективности нагрева при наружном вводе обыкновенной волны и при внутреннем вводе необыкновенной волны под различными углами по отношению к магнитному полю. Особое внимание было уделено чистоте мод, для чего была специально разработана антенна, излучающая эллиптически поляризованную волну. Максимальная эффективность нагрева получена при внутреннем вводе эллиптически поляризованного излучения, примерно соответствующего возбуждению необыкновенной волны, распространяющейся под углом порядка 45° по отношению к магнитному полю. Эта схема ввода рекомендована для будущих крупномасштабных экспериментов по ЭЦ нагреву в токамаке Doublet-III.

Наиболее крупномасштабные эксперименты по ЭЦ нагреву были проведены на токамаке Т-10 в ИАЭ им. Курчатова [10], где была ис-

пользована основная схема нагрева с применением ввода обыкновенной волны в направлении возрастания тороидального магнитного поля при высоких его значениях порядка 30 кГс. Для этих экспериментов был разработан СВЧ комплекс из четырех гиротронов, работающих на длине волны 3,6 мм и обеспечивающих мощность до 200 кВт в импульсе длительностью до 0,15 с. Суммарная мощность СВЧ излучения, вводимого в плазму, составляла ≈ 500 кВт, из которых 70% излучалось в виде обыкновенной волны и 30% — в виде необыкновенной волны. Схема соединения гиротронов с камерой токамака показана на рис. 3.

Эксперименты показали высокую (до 60—90%) эффективность нагрева, обеспечившую прирост электронной температуры 0,6—0,9 кэВ в центре плазменного шнура. Энергия вкладывалась в тепловые электроны, появление сколь-нибудь заметных энергичных «хвостов» не наблюдалось. Зафиксировано небольшое (до 20%) уменьшение плотности при нагреве. Изменения профилей электронной температуры и плотности плазмы в результате нагрева показаны на рис. 4.

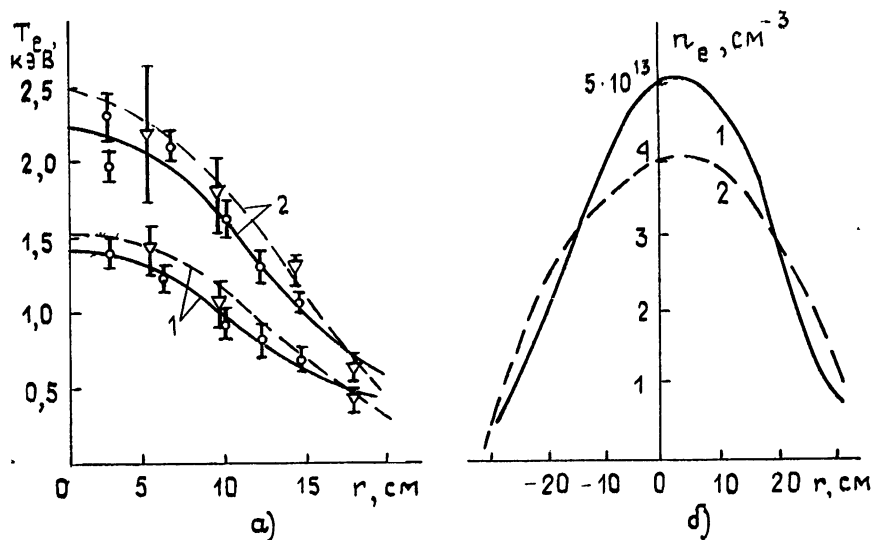


Рис. 4 Профили электронной температуры (а) и плотности плазмы (б) до (кривая 1) и после (кривая 2) ЭЦ нагрева на Т-10 [10]

Главный результат экспериментов, проведенных на Т-10, состоит в подтверждении правильности основных представлений о физике ЭЦ нагрева в крупных тороидальных системах.

Перспективы электронно-циклотронного нагрева плазмы в больших токамаках

Основная схема ЭЦ нагрева при помощи обыкновенной волны на первой циклотронной гармонике, вводимой с наружной части тора в направлении возрастания тороидального магнитного поля, представляется достаточно ясной с физической точки зрения и получила хорошее экспериментальное подтверждение на Т-10. Не видно принципиальных ограничений для успешного нагрева в более крупных установках. Существуют проекты ЭЦ нагрева в таких крупных установках, как ИНТОР [22] или будущий реактор [23]. Они основаны на небольшой модификации существующих гиротронов, включающей укорочение длины волны до 2,5—3 мм и увеличение длительности импульса до нескольких секунд при существующей мощности порядка 200 кВт. Увеличение выходной мощности на один генератор позволило бы существ-

венно упростили СВЧ комплексы для ЭЦ нагрева. Обсуждается также возможность нагрева в больших системах при внутреннем вводе необыкновенной волны (см. [88]), позволяющая работать при вдвое большей плотности плазмы.

Приведенный оптимистический прогноз относится к «классической ветви» токамаков с магнитными полями 30—50 кГс и низкими значениями $\beta = nT_e (H^2/8\pi)^{-1}$. Возможность ЭЦ нагрева в токамаках с высокой плотностью ($\omega_p^2 > \omega_H^2$) вызывает сильные сомнения, что ограничивает возможные значения β на уровне $2T_e/mc^2$. Что же касается возможности ЭЦ нагрева в токамаках с сильными магнитными полями (скажем, до 100—200 кГс), то принципиальных ограничений здесь нет, но эта возможность существенно будет зависеть от успехов в разработке мощных генераторов в диапазоне длин волн 0,5—1 мм.

3. НИЖНЕГИБРИДНЫЙ НАГРЕВ

Для нижегибридного (НГ) нагрева используются волны частотного диапазона, примыкающего к частоте нижнего гибридного резонанса в холодной магнитоактивной плазме [3, 24]:

$$\omega_{нг} \simeq \omega_{pi} / \sqrt{1 + (\omega_{He}^2 / \omega_{pe}^2)}. \quad (3.1)$$

Здесь ω_{pe} и ω_{pi} — плазменные частоты электронов и ионов, ω_{He} — гирочастота электронов. Без учета теплового движения показатель преломления волн с частотой $\omega_{нг}$ обращается в бесконечность при распространении поперек магнитного поля. На распространение волн оказывают влияние как электронная, так и ионная компоненты плазмы. При поперечном распространении ($|\pi/2 - \theta| \gg \sqrt{m/M}$; m и M — массы электронов и ионов) частота, на которой обращается в бесконечность показатель преломления, определяется лишь электронами, а соответствующие волны переходят на ветвь так называемых «косых» ленгмюровских колебаний*.

Идея нижегибридного нагрева основана на том, что в «резонансных» областях, где показатель преломления волн имеет особенность, как правило, имеет место повышенное (а часто и полное) поглощение высокочастотной мощности, хотя конкретные механизмы поглощения в каждом отдельном случае могут быть разными.

В зависимости от плотности плазмы и ее ионного состава частоты, используемые для нижегибридного нагрева, лежат в диапазоне от сотен мегагерц до нескольких гигагерц.

Проникновение волн нижегибридного частотного диапазона в плотную плазму

В плазме, параметры которой зависят от одной координаты, при распространении волны изменяется лишь составляющая волнового вектора, параллельная этой координате. Имея в виду тороидальную геометрию, в которой направление изменения параметров плазмы перпендикулярно магнитному полю, для поперечного (по отношению к магнитному полю) показателя преломления в приближении холодной плазмы можно получить следующее дисперсионное уравнение [25]:

$$aN_{\perp}^4 - bN_{\perp}^2 + c = 0, \quad (3.2)$$

в котором

$$a = \epsilon_1, \quad b = \epsilon_1^2 - \epsilon_2^2 + \epsilon_1\epsilon_3 - (c_1 + \epsilon_3) N_{\perp}^2,$$

$$c = \epsilon_3 [(\epsilon_1 - N_{\perp}^2)^2 - \epsilon_2^2],$$

* Такая ситуация может иметь место, если вблизи области трансформации среду можно считать слоистонеоднородной, причем градиент изменения параметров не ортогонален магнитному полю.

где компоненты тензора ϵ_1 , ϵ_2 и ϵ_3 определяются следующими приближенными соотношениями:

$$\epsilon_1 \approx 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2}, \quad \epsilon_2 \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \omega_{He}}, \quad \epsilon_3 \approx 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}.$$

Здесь ω — частота излучения, $\omega_{pe} = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$ и $\omega_{pi} = (4\pi e^2 N/M)^{1/2}$ — плазменные частоты электронов и ионов, $\omega_{He} = eH/mc$ — гирочастота электронов.

Решения дисперсионного уравнения (3.2) определяют квадраты показателей преломления двух волн — «медленной» и «быстрой», для которых при условии $\omega_{pe}^2 \ll \omega_{He}^2$ можно получить весьма простые приближенные выражения*

$$N_{\perp 1}^2 = - \left(\frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} \right) (N_{\parallel}^2 - \epsilon_1), \quad N_{\perp 2}^2 = - (N_{\parallel}^2 - \epsilon_1) + \frac{\epsilon_2^2}{(N_{\perp 1}^2 - \epsilon_1)}. \quad (3.3)$$

Зависимости показателей преломления «медленной» и «быстрой» волн от плотности плазмы при фиксированном значении магнитного поля схематически изображены на рис. 5. Квадрат показателя преломления «медленной» моды обращается в бесконечность при плотности плазмы, соответствующей $\omega_{pe}^2 = \omega_{p \text{ рез}}^2$, где

$$\omega_{p \text{ рез}} = \omega_{He} \omega (\omega_{He} \omega_{Hi} - \omega^2)^{-1/2}. \quad (3.4)$$

При этой плотности $\epsilon_1 \rightarrow 0$, а частота волны совпадает с частотой нижнегибридного резонанса. При учете теплового движения дисперсионная ветвь, соответствующая «медленной» моде, переходит в ветвь электростатических плазменных колебаний, указанную на рисунке пунктиром.

Для того, чтобы на всем пути от разреженной плазмы до области нижнегибридного резонанса квадрат показателя преломления «медленной» моды оставался положительным, ее продольное замедление должно удовлетворять условию, известному под названием критерия Стикса—Голанта [25]:

$$N_{\parallel}^2 > N_{\text{кр}}^2 = 1 + (\omega_{pe}^2/\omega_{He}^2)_{\text{рез}}. \quad (3.5)$$

Для современных систем, где квадрат плазменной частоты, как правило, не превышает квадрата электронной гирочастоты, необходимое продольное замедление невелико: $N_{\text{кр}} \leq 1,5$.

Интервал непрозрачности в области разреженной плазмы соответствует плотностям, при которых $\omega_{pe}^2 < \omega^2$, что составляет величину порядка m/M от плотности в области гибридного резонанса. Интервал непрозрачности при этом очень мал, и проникновение ВЧ поля через него является практически полным.

Затухание «медленной» моды в максвелловской плазме

Волны нижнегибридного диапазона испытывают затухание Ландау на замагниченных электронах, когда продольная фазовая скорость

* Выражение для $N_{\perp 1}^2$ становится неприменимым также при $N_{\perp 1}^2 = -\epsilon_1 \rightarrow 0$.

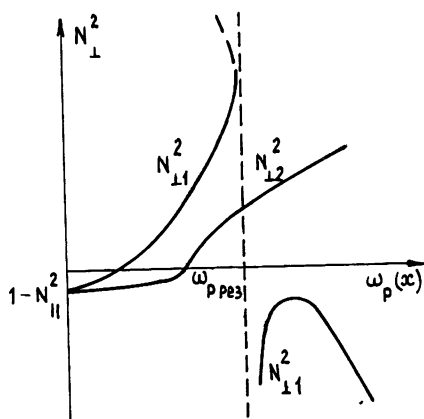


Рис. 5.

волн ω/k_{\parallel} приближается к тепловой скорости электронов v_{Te} . Этот механизм поглощения ВЧ мощности не связан с наличием в плазме области нижнегибридного резонанса. Мнимая часть поперечного показателя преломления, обусловленная затуханием на электронах, равна (см., например, [26–28])

$$\frac{\text{Im } N_{\perp}}{N_{\perp}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{c^2}{v_{Te}^2} \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \right) \frac{\omega}{k_{\parallel} v_{Te}} \exp \left(-\frac{\omega^2}{k_{\perp}^2 v_{Te}^2} \right). \quad (3.6)$$

Выражение (3.6), как обычно, применимо лишь при $\text{Im}N_{\perp} \ll \text{Re}N_{\perp}$. Ясно, однако, что из-за большого коэффициента перед экспоненциальным множителем даже далекие «хвосты» максвелловской функции распределения могут обеспечить практически полное поглощение на масштабе порядка поперечной длины волны в плазме. Последнее обстоятельство весьма жестко ограничивает сверху продольное замедление. В настоящее время общепринятым является ограничение

$$N_{\parallel} < N^* = 5\sqrt{V T_e} (\kappa \text{ЭВ}), \quad (3.7)$$

которое соответствует десятке в показателе экспоненты. Если замедление превышает N^* , то в линейном приближении происходит полное поглощение ВЧ мощности в периферийных слоях плазменного шнура. В условиях поджига термоядерной реакции условие (3.7) вместе с критерием (3.5) оставляет довольно узкий интервал продольных волновых чисел, пригодных для НГ нагрева. Отметим, что предэкспоненциальный множитель в (3.6) имеет максимум в центре плазменного шнура, что позволяет при удачном выборе замедления локализовать поглощение в области плотной горячей плазмы.

Второй механизм поглощения обусловлен затуханием Ландау на понах, которые на частотах значительно выше ионной гирочастоты можно считать немагнитными. В таком приближении поглощение «медленной» волны ионами становится заметным, когда поперечная фазовая скорость уменьшается до значений порядка тепловой скорости ионов. Это происходит уже после трансформации электромагнитной моды в электростатическую. Из дисперсионного уравнения, приведенного в [26], для мнимой части поперечного показателя преломления электростатической моды можно найти

$$\frac{\text{Im } N_{\perp}}{N_{\perp}} \simeq \sqrt{\pi} \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}^2} \right)^{-1} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{Hi}^2} \left(\frac{\omega}{k v_{Ti}} \right)^3 \exp \left(-\frac{\omega^2}{k^2 v_{Ti}^2} \right). \quad (3.8)$$

Уже при фазовых скоростях порядка $(2 \div 3) v_{Ti}$ длина затухания ВЧ поля в плазме становится сравнимой с длиной электростатической плазменной волны. Таким образом, затухание Ландау на ионах тоже может приводить к эффективному поглощению СВЧ мощности.

Условие немагнитности ионов означает, что выражение (3.8) получено в приближении прямолинейных ионных траекторий и применимо в том случае, если за время одного оборота иона в магнитном поле происходит сбой фазы его циклотронного вращения. В работе [29] предложен механизм сбоя фазы, обусловленный взаимодействием иона с ВЧ полем волны, и было показано, что такой механизм стохастизации эффективен, если поле волны достаточно велико:

$$E/B_0 > (1/4) (\omega/\omega_{Hi})^{1/3} (\omega/k_{\perp} v_{Ti}), \quad (3.9)$$

где B_0 — напряженность постоянного магнитного поля в плазме. Если условие (3.9) не выполнено, электростатическая мода испытывает циклотронное затухание на высоких гармониках ионной гирочастоты.

Все три возможных механизма поглощения ВЧ мощности приводят к образованию горячих «хвостов» функции распределения: затухание на электронах приводит к образованию плато по продольным скоростям, стохастический нагрев ионов и циклотронное поглощение на гармониках ионной гирочастоты формируют «хвост» по поперечным скоростям ионов. Нагрев основной компоненты плазмы происходит за счет кулоновских соударений с энергичными частицами нагретых «хвостов».

Не исключено, что вблизи области НГ резонанса, где в результате замедления возрастает поле волны, возможна передача энергии плазме через параметрические распадные неустойчивости.

Возбуждение «медленных» волн системой сфазированных волноводов

В современных экспериментах для ввода в плазму СВЧ излучения нижнегибридного диапазона используется система сфазированных волноводов, называемая также «Грилл» (Grill). Схематическое изображение такой системы ввода приведено на рис. 6. В каждом отдельном волноводе возбуждается основная мода TE_{01} , волноводы ориентированы таким образом, что вектор электрического поля в них параллелен тороидальному магнитному полю. Это обеспечивает преимущественное возбуждение «медленных» мод, которые в разреженной плазме имеют линейную поляризацию с $E_{\sim} \parallel B_0$.

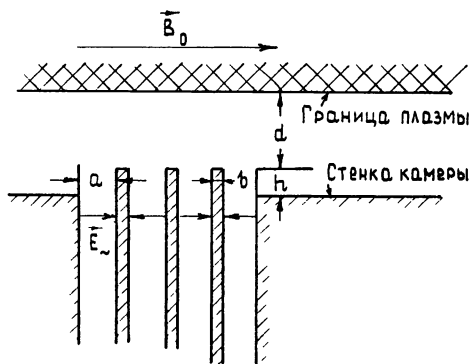


Рис. 6.

Сфазированная запитка волноводов обеспечивает необходимое замедление по продольным волновым числам. В частности, при противофазном изменении полей в соседних волноводах характерное продольное замедление по порядку величины равно $N_{\parallel} \simeq \lambda/2(a+b)$, где λ — длина волны излучения в вакууме, a — размер волновода в направлении внешнего магнитного поля, b — расстояние между соседними волноводами.

Линейная теория возбуждения «медленных» волн в плазме системой сфазированных волноводов, разработанная Брамбиллой [30], позволяет рассчитать на ЭВМ спектр по продольным волновым числам возбуждаемых в плазме волн и коэффициенты отражения мощности в волноводах по заданным амплитудам и фазам основных мод, распространяющихся к открытому концу каждого из волноводов. Идеальная система ввода должна обеспечивать нулевой коэффициент отражения мощности в каждом из волноводов, причем основная часть спектра волн в плазме должна быть сосредоточена в интервале продольных волновых чисел $N_{кр} < N_{\parallel} < N^*$ (см. (3.5), (3.7)).

Несмотря на зависимость характеристик грилла от большого числа параметров, таких как ширина волноводов a , расстояние между ними b , расстояние от раскрытия волноводов до плазмы d , амплитуды и фазы полей в отдельных волноводах, градиент плотности в разреженной пристеночной плазме, импеданс стенки камеры и т. д., удается оптимизировать сравнительно простые системы ввода, состоящие из двух-четырех идентичных волноводов, запитываемых одинаковой мощностью. Основным признаком хорошей оптимизации является сохранение хороших характеристик системы ввода в широком диапазоне изменения наиболее неконтролируемого параметра — градиента плотности пристеночной плазмы. Увеличение числа волноводов в грилле улучшает

характеристики возбуждаемого спектра, но делает более трудной настройку системы.

Расчеты по методике, предложенной в [30], хорошо освоены и проводятся для всех конкретных систем ввода, предназначенных для экспериментов по нижегибридному нагреву или по генерации токов увлечения (см. [31, 33, 34, 43] и др.). В качестве примеров на рис. 7 приведены рассчитанные оптимизированные спектры 4-волноводного грилла для французского токамака «Вега» [33] и 6-волноводного «грилла» для токамака PLT [43]. Первая система формирует симметричный по N_{\parallel} спектр (противофазное включение соседних волноводов), вторая система смещает практически весь спектр в область положительных N_{\parallel} (сдвиг фаз между полями в соседних волноводах $\pi/2$).

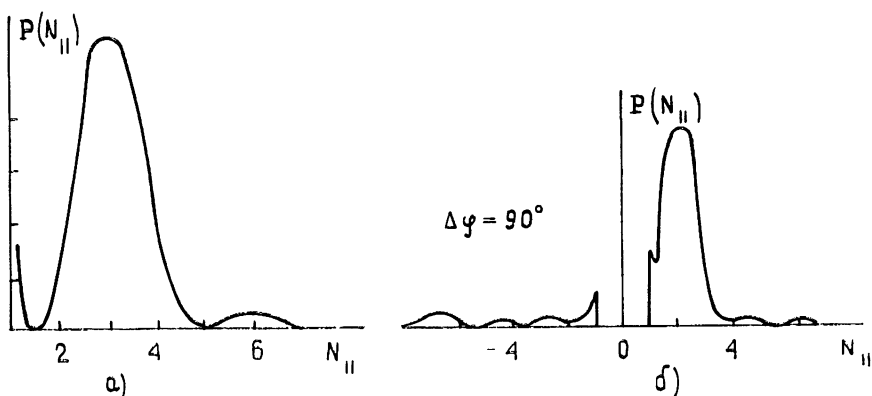


Рис 7 Рассчитанные спектры по продольным волновым числам а) для 4-волноводного «грилла», используемого на токамаке Вега [33], б) для 6-волноводного «грилла», используемого на токамаке PLT [32]

Число волноводов в системе ввода приходится увеличивать также для того, чтобы ввести в плазму большую мощность. В этом случае возможно использование двумерной решетки сфазированных волноводов. Например, один из проектов системы ввода для токамака JET предполагает включение сорока сфазированных волноводов [40] (см. рис. 8); система должна обеспечить ввод 5 МВт мощности в течение 10 с.

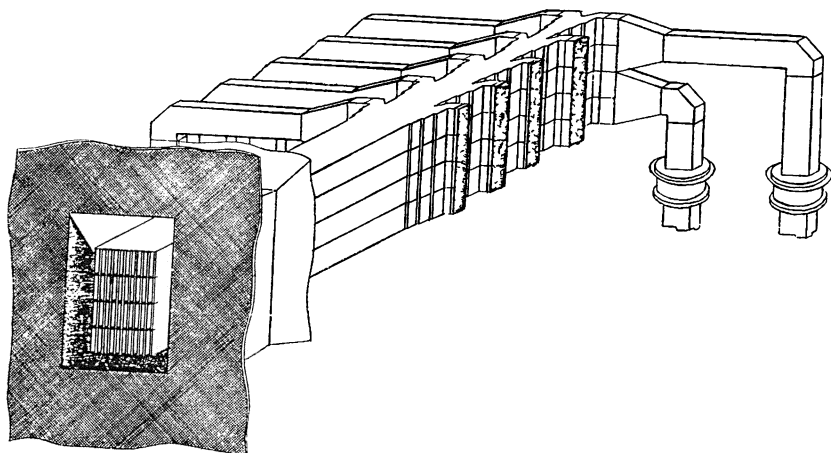


Рис. 8 Проект системы из 40 сфазированных волноводов для длительной инжекции 5 МВт ВЧ мощности в токамак JET [40]

Эксперименты на прямой системе [31] и многочисленные эксперименты на тороидальных системах [32–35] и др.] показывают качественное согласие уровня отраженной мощности в волноводах в зависимости от основных параметров системы ввода и плазмы. Вместе с тем, в [36] отмечено, что при высоком уровне вводимой мощности иногда коэффициенты отражения мощности уменьшаются и становятся менее чувствительными к сдвигу фаз между полями в соседних волноводах, чем следует из теории. Возможно, это обусловлено нелинейной деформацией профиля плотности плазмы вблизи системы ввода или появлением разреженной плазмы внутри волновода, что может неконтролируемым образом менять фазу полей в волноводах.

В отношении возбуждаемого спектра по продольным волновым числам надежные данные, по-видимому, отсутствуют, но грубое качественное соответствие подтверждается параметрами тех режимов, в которых наблюдается нагрев ионной компоненты.

Влияние тороидальности и малых возмущений на лучевые траектории нижегибридных волн в токамаке

Для определения количества ВЧ энергии, поглощаемой при НГ нагреве в различных частях плазменного шнура, используются транспортные коды, включающие расчет лучевых траекторий и линейного поглощения вдоль них. Лучевые траектории находятся путем численного интегрирования системы уравнений трехмерной геометрической оптики:

$$\frac{d\mathbf{r}}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial \mathbf{k}}, \quad \frac{d\mathbf{k}}{d\tau} = - \frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}}, \quad (3.10)$$

где $H(\omega, \mathbf{k}, \mathbf{r})$ — локальное дисперсионное уравнение, в котором зависимость от координаты \mathbf{r} является достаточно плавной в масштабе рассматриваемых длин волн и определяется распределением параметров плазмы и магнитного поля в токамаке. В «холодном приближении» лучевые траектории учитывают эффекты распространения волн к зоне нижегибридного резонанса и отражения волн от плотной плазмы с трансформацией «медленной» моды в «быструю» и обратно. Введение тепловых поправок в дисперсионное уравнение позволяет учесть трансформацию «медленной» моды в электростатическую в зоне НГ резонанса.

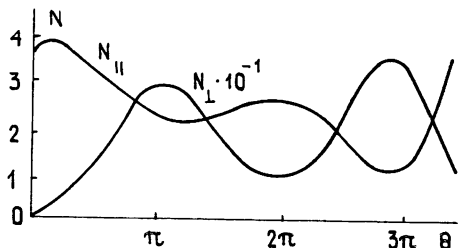


Рис. 9.

Рис. 9 Зависимости продольного $N_{||}$ и поперечного N_{\perp} по отношению к магнитному полю показателей преломления от полярного угла θ вдоль одной из лучевых траекторий НГ волн в токамаке [37]

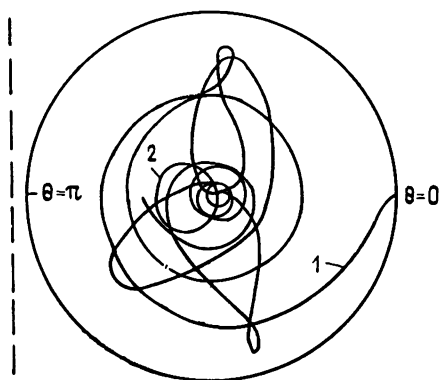


Рис. 10.

Особенностью лучевых траекторий волн НГ диапазона является то, что они очень мало смещаются в направлении, перпендикулярном

внешнему магнитному полю*. Поэтому прежде чем лучевая траектория достигает плотных слоев плазмы, она совершает несколько оборотов вокруг плазменного шнура. Это приводит по крайней мере к двум важным следствиям. Во-первых, условие доступности зоны НГ резонанса не определяется одномерным критерием (3.5); во-вторых, из-за большой длины лучевых траекторий даже малые возмущения параметров плазмы могут привести к накоплению заметных интегральных эффектов.

Расчет лучевых траекторий с учетом шири магнитного поля показывает, что N_{\parallel} является осциллирующей функцией полоидального угла θ^* . Пример такой зависимости для одной из лучевых траекторий (см [37]) приведен на рис. 9. Условие попадания «медленной» волны в область НГ резонанса с учетом тороидальности начинает зависеть от таких параметров, как профиль тороидального тока, определяющий шир магнитного поля, полоидальная координата системы ввода, и может быть получено лишь в результате численного моделирования. На рис. 10 приведен пример проекции лучевой траектории (I) на малое сечение тора, которая, несмотря на выполнение одномерного критерия (3.5), описав порядка пяти оборотов вокруг плазменного шнура, не испытывает трансформации в электростатическую моду [37]. Лучевая траектория несколько раз испытывает отражение от плотных слоев плазмы и от разреженной периферийной плазмы, несколько раз испытывает трансформацию «медленной» моды в «быструю» и обратно и несколько раз (все время в виде «быстрой» моды) пересекает область НГ резонанса (показанную на рисунке замкнутой кривой 2).

Как правило, с учетом тороидальности для достижения области НГ резонанса требуется большее начальное замедление по сравнению с одномерным критерием. Однако в отдельных реализациях при внутреннем вводе величина критического замедления может оказаться и меньше предсказываемого одномерной теорией (см. [41]).

Рассмотрение лучевых траекторий с учетом «гофрировки» магнитного поля в токамаке на уровне нескольких процентов [39] показывает, что возможность попадания в область трансформации начинает зависеть от фазы возмущений магнитного поля в месте ввода НГ мощности. Аналогичные выводы получены в [41] при учете малых винтовых возмущений плотности в токамаке.

Анализируя общую картину лучевых траекторий НГ волн в тороидальной плазме, по-видимому, следует сделать вывод, что в реальных экспериментах вряд ли удастся обеспечить стопроцентную доставку ВЧ мощности к зоне трансформации в электростатическую моду. Более реалистичной представляется ситуация, когда при НГ нагреве СВЧ излучение в виде «быстрых» и «медленных» волн эргодически заполняет объем плазменного шнура, испытывая затухание Ландау на электронах, а некоторая часть мощности в результате удачного «захода» (не обязательно первого) в область плотной плазмы испытывает трансформацию в электростатическую моду, энергия которой в дальнейшем передается ионной компоненте плазмы.

Эксперименты по нижнегибридному нагреву

Экспериментальная проверка идеи нижнегибридного нагрева пока еще не вступила в свою решающую стадию, поскольку не было экспериментов, в которых мощность излучения НГ диапазона, вводимого

В потенциальном приближении отношение смещений в поперечном и продольном направлениях составляет величину порядка $dr_{\perp}/dr_{\parallel} \approx -\epsilon_{\perp}/\epsilon_{\parallel} \approx \gamma m/M$.

Это обстоятельство не трудно понять, если учесть, что в тороидальной плазме вследствие аксиальной симметрии сохраняется азимутальная проекция волнового числа N_z (см [37-39])

в плазму, существенно превышала бы мощность омического нагрева¹. В настоящее время эксперименты, как правило, проводятся в трех основных режимах работы токамака:

а) при низкой плотности в режиме омического нагрева, когда имеется значительное количество «убегающих» электронов, на которых происходит полное поглощение ВЧ мощности;

б) при промежуточных плотностях, когда количество «убегающих» электронов невелико, но нигде в плазменном шнуре не выполнено условие НГ резонанса; в этом случае происходит нагрев основной электронной компоненты за счет затухания Ландау;

в) в режимах с высокой плотностью, при которых возможен нагрев ионов в области нижнегибридного резонанса за счет «модифицированного» затухания Ландау.

Эксперименты в режиме а) представляют интерес для очень важной проблемы генерации стационарного тока в токамаках при помощи СВЧ излучения. В этой области успехи, достигнутые при помощи излучения НГ диапазона, выглядят весьма впечатляющими. Непосредственно для нагрева плазмы представляют интерес режимы б) и в). В настоящее время уровень СВЧ мощности, вводимой в плазму, не превышает несколько сот киловатт: на токамаке Alcator C [42] 650 кВт, на PLT [43] 400 кВт, на FT [35] 250 кВт, Wega [44] 150 кВт, JFT-2 [45] 200 кВт. В экспериментах на всех перечисленных установках зарегистрирован нагрев электронов и ионов; качественно подтверждены необходимые критерии возможности нагрева поинной компоненты. Абсолютный прирост электронной температуры достигает 200—400 эВ, ионной— 150—200 эВ. На установках Wega и JFT-2 достигнута достаточно высокая эффективность: в отдельных режимах более 50% вводимой в плазму мощности идет на нагрев электронов и ионов. Во многих экспериментах [42—44, 79] отмечается формирование энергичного «хвоста» при нагреве ионов. Зарегистрированы спектры колебаний в плазме [43, 80], свидетельствующие о наличии параметрических неустойчивостей при НГ нагреве.

На основании проведенных экспериментов пока нельзя сделать уверенных прогнозов относительно эффективности НГ нагрева при повышении уровня вводимой мощности. Более того, многие эксперименты в настоящее время проводятся при мощностях, значительно меньших тех, которые могут обеспечить существующие генераторы и системы ввода. Можно думать, что имеются не преодоленные пока трудности ввода большой мощности в плазму или нагрева плазмы при большой вводимой мощности^{2*}.

Планы на ближайшее будущее для большинства установок предполагают увеличение мощности НГ нагрева при существующих генераторах и системах ввода до 1—2 МВт. На установке Alcator C после завершения сооружения системы НГ нагрева суммарная мощность достигнет 4 МВт. Наиболее крупномасштабный эксперимент по нижнегибридному нагреву планируется во Фраскати (Италия). Для его осуществления планируется сооружение специального токамака FTU (см. [46]), в котором будет обеспечен хороший доступ к плазме, позволяющий осуществить ввод 8 МВт мощности НГ диапазона. Нижнегибридный нагрев на уровне мощности 5 МВт запланирован также на токамаке JET.

¹ Первые эксперименты по НГ нагреву в токамаках были выполнены на советских установках ФТ-1 [89] и ТМ-3 [90].

^{2*} Перспективы НГ нагрева в больших установках трудно предсказуемы из-за нелинейных эффектов, возникающих на периферии плазменного шнура. В частности, важную роль могут играть процессы индуцированного рассеяния волн на электронах или ионах [91, 92]. При превышении порогов соответствующих процессов возможно значительное поглощение подводимой ВЧ мощности в периферийных областях плазмы.

4. ИОННО-ЦИКЛОТРОННЫЙ НАГРЕВ

Ионно-циклотронный (ИЦ) нагрев основан на использовании быстрой магнитозвуковой волны (БМЗВ), которая, будучи возбужденной на периферии плазменного шнура, может распространяться вглубь плазмы, где испытывает поглощение на ионно-циклотронной частоте или ее гармониках.

Первоначально идея ионно-циклотронного нагрева связывалась с возбуждением собственных высокочастотных мод тороидального резонатора. При этом выделение ВЧ мощности происходит в узком слое, где выполнено условие циклотронного резонанса, а высокий уровень вводимой в плазму мощности обеспечивается за счет большой амплитуды высокочастотного поля в резонансной зоне. В качестве примера на рис. 11 приведены характерные осциллограммы плотности плазмы и амплитуды высокочастотного поля в плазме при неизменной частоте возбуждающего генератора в одном из ранних экспериментов на токамаке ТО-1 [47]. Модовый характер возбуждаемого в токамаке поля, который здесь просматривается совершенно отчетливо, наблюдался и в других экспериментах (см., например, [48–50]). Большим неудобством такого способа нагрева является зависимость частот собственных мод от плотности плазмы, в результате чего для эффективного нагрева необходимо либо непрерывное слежение за частотой собственной моды и подстройка под нее частоты генератора, либо использование широкополосного генератора, в полосе которого все время должна находиться по крайней мере одна собственная мода токамака [48].

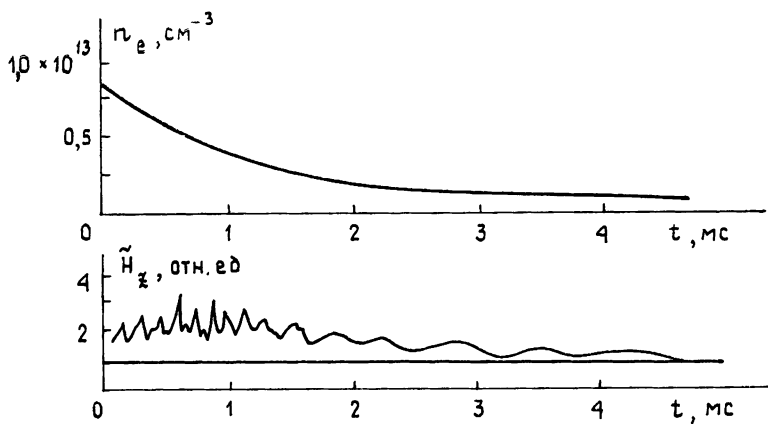


Рис. 11.

Качественный сдвиг в проблеме ИЦ нагрева произошел, когда была осознана возможность работы уже на современных установках в режиме перекрытия резонансов (мод). Были найдены эффективные механизмы поглощения ВЧ мощности, приводящие к полному затуханию поля при однократном обходе по большому кольцу тора и исключающие возможность формирования собственных мод тороидального резонатора. В настоящее время ионно-циклотронный диапазон частот представляется наиболее богатым в отношении физических идей, которые предполагается использовать для нагрева. Главные из них (нагрев на второй гармонике основной ионной компоненты плазмы, нагрев на первой гармонике малой добавки, использование для нагрева ион-ионного гибридного резонанса, существующего в плазме с двумя и более сортами ионов) получили хорошее экспериментальное подтверждение в крупных тороидальных установках при высоких уровнях вводимой

ВЧ мощности. В экспериментах по ионно-циклотронному нагреву зафиксированы самые высокие по сравнению с другими ВЧ методами нагрева плазменные температуры — они близки к рекордным цифрам, достигнутым методом нейтральной инжекции. Хорошей рекламой этому способу служит также факт нагрева преимущественно ионной компоненты плазмы, хотя в условиях реактора это обстоятельство не очень существенно. Техника ионно-циклотронного нагрева считается достаточно хорошо отработанной; практически на всех крупных строящихся и проектируемых токамаках планируется ионно-циклотронный нагрев на многомегаваттном уровне (см., например, [51, 96]).

Возбуждение и распространение быстрой магнитозвуковой волны в плазме токамака

В современных тороидальных системах с плотностью плазмы до 10^{14} см^{-3} и магнитным полем до 50 кГс частоты, используемые для ИЦ нагрева, лежат в диапазоне 25—75 МГц, а замедление быстрых магнитозвуковых волн достигает 30—40. В таких условиях еще можно говорить о геометрической оптике и плоских волнах применительно к нагреву плазмы с характерным размером порядка полуметра и более³.

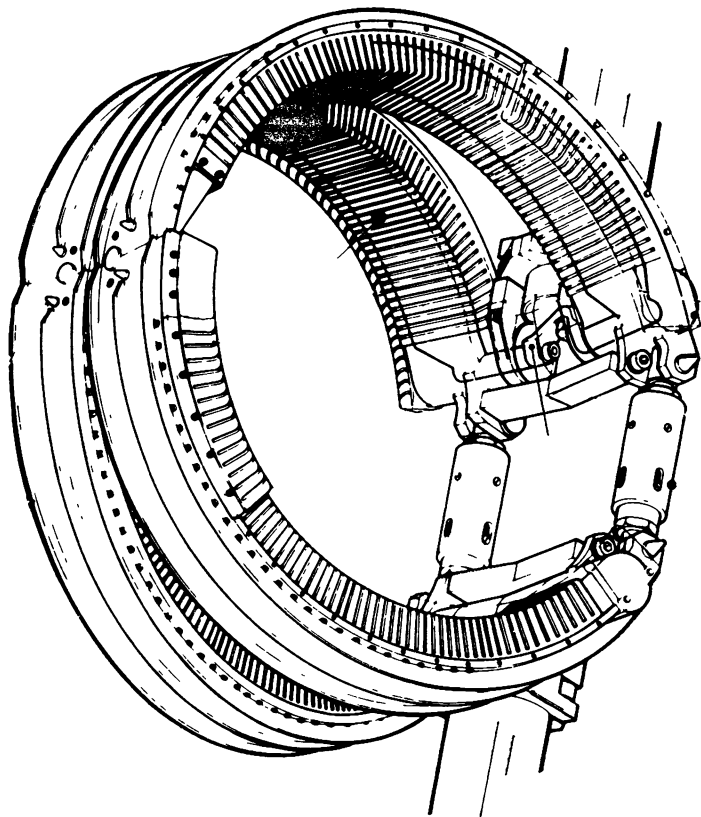


Рис 12 Антенна из четырех полувитков для ввода в плазму излучения ИЦ диапазона на токамаке PLT [40]

Мы не будем в деталях останавливаться на антенных системах, предназначенных для возбуждения быстрых магнитозвуковых волн в тороидальной плазме. Отметим лишь, что поляризационные свойства

³ Здесь, правда, уже приходится принимать во внимание, что в условии применимости геометрической оптики входит не длина волны λ , а $\bar{\lambda} = \lambda/2\pi \cdot L \gg \bar{\lambda}$.

БМЗВ позволяют хорошо возбуждать ее электрическими токами, текущими поперек магнитного поля. Поэтому антенны для ИЦ нагрева представляют собой системы некоторых витков достаточно сложной конструкции, охватывающих плазменный шнур и расположенных довольно близко к нему, по которым течет ток в полоидальном (поперечном по отношению к плазменному шнуру) направлении. Системы эти создают широкий спектр по продольным волновым числам с характерным замедлением порядка десяти.

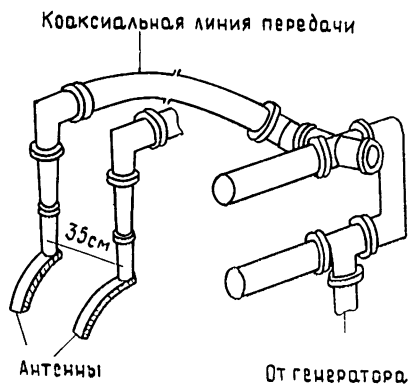


Рис 13 Схематическое изображение системы ввода излучения ИЦ диапазона в токамак JFT-2 [52]

магнитозвуковой волны в приближении холодной плазмы определяется тем же дисперсионным уравнением (3.2), где в качестве компонент тензора диэлектрической проницаемости следует взять

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_{H\alpha}^2}, & \epsilon_2 &= - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \omega_{He}} - \sum \frac{\omega_{p\alpha}^2 \omega_{H\alpha}}{\omega (\omega^2 - \omega_{H\alpha}^2)}, \\ \epsilon_3 &= 1 - \omega_{pe}^2 \omega^{-2}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Суммирование в выражениях (4.1) проводится по всем сортам ионов (α), $\omega_{p\alpha} = (4\pi e^2 N_{\alpha} / M_{\alpha})^{1/2}$ и $\omega_{H\alpha} = e_{\alpha} H / mc$ — плазменная и гирочастота ионов сорта α ; на частотах порядка ионной гирочастоты компонента тензора ϵ_1 определяется лишь ионами, компонента ϵ_3 — электронами, вклад электронов и ионов в перекрестную компоненту ϵ_2 может быть одного порядка.

В широком диапазоне параметров для поперечного показателя преломления БМЗВ можно пользоваться приближенным выражением

$$N_{\perp}^2 \simeq [(\epsilon_1 - N_{\parallel}^2)^2 - \epsilon_2^2] (\epsilon_1 - N_{\parallel}^2)^{-1}, \quad (4.2)$$

которое получается из решения дисперсионного уравнения (3.2) при выполнении условий $|\epsilon_3| \gg |\epsilon_1|$, $|\epsilon_3 (\epsilon_1 - N_{\parallel}^2)^2| \gg \epsilon_1 \epsilon_2^2$.

* В современных антеннах чаще используются полувитки и более короткие части витков. В установках реакторного размера, по-видимому, будет возможен и волноводный ввод ВЧ мощности.

** Формально выражение (4.2) не применимо при $\epsilon_1 - N_{\parallel}^2 = 0$. Однако для очень низких частот $|\epsilon_3| \rightarrow \infty$, и выражение (4.2) применимо сколь угодно близко к точке, где $\epsilon_1 = N_{\parallel}^2$. Возникающая при этом особенность N_{\perp}^2 соответствует альфвеновскому резонансу (см. следующий раздел). В диапазоне ионно-циклотронных частот при $N_{\perp} \ll (c/v_A)_{\max}$ эта особенность, даже если она существует, находится на периферии плазменного шнура и мало влияет на прохождение БМЗВ.

Для плазмы, содержащей ионы одного сорта, схематическое изображение зависимости N_{\perp}^2 от координаты вдоль большого радиуса торoidalной камеры представлено на рис. 14. Если продольное замедление не слишком велико, $1 \ll N_{\parallel} \ll (c/v_A)_{\max} = (\omega_{pi}/\omega_{ni})_{\max}$, интервалы непрозрачности сосредоточены в узком слое на периферии плазменного шнура и не оказывают сильного влияния на эффективность возбуждения БМЗВ в глубине плазменного шнура. С другой стороны, продольное замедление должно быть достаточно велико, чтобы не возникло сильного отражения от области с очень большим поперечным показателем преломления. Простые геометрикооптические соображения говорят, таким образом, в пользу того, что возбуждаемая на периферии БМЗ волна может распространяться вглубь плазменного шнура.

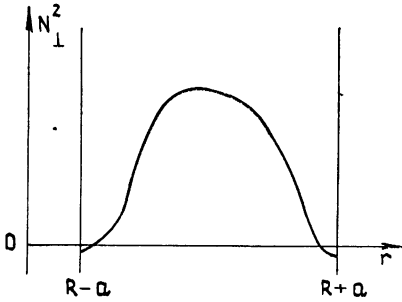


Рис. 14.

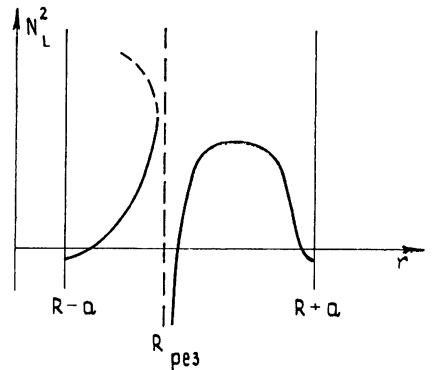


Рис. 15.

Затухание быстрой магнитозвуковой волны на электронах

При большом продольном замедлении БМЗВ ($c/N_{\parallel} \leq v_{Te}$) возникает возможность черенковского поглощения волны электронами плазмы. Для термоядерных температур $T_e \simeq 10$ кэВ это соответствует замедлению $N_{\parallel} \simeq 10$. Мнимая часть показателя преломления, определяющая затухание БМЗВ, может быть представлена в виде [3, 53]

$$\frac{\text{Im } N_{\perp}}{N_{\perp}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2N_{\perp}^2} \left[\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} k_{\perp}^2 v_e^2 + \right. \\ \left. + \frac{k_{\parallel}^2 v_{Te}^2 N_{\perp}^2 (\epsilon_1 - \epsilon_2 - N_{\perp}^2)}{\omega_{pe}^2 (\epsilon_1 - N_{\parallel}^2) |1 + i \sqrt{\pi} z_e W(z_e)|^2} \right] z_e \exp(-z_e^2), \quad (4.3)$$

где N_{\perp}^2 определяется выражением (4.2), $k_{\perp}^2 = (\omega^2/c^2)N_{\perp}^2$, $v_e = v_{Te}/\omega_{pe}$ — гирорадиус тепловых электронов, $z_e = \omega/(k_{\parallel} v_{Te} \sqrt{2})$, $W(z)$ — функция Крампса.

Вдали от особенностей показателя преломления, которые могут возникать в плазме с ионами нескольких сортов (см. ниже), мнимая часть показателя преломления по порядку величины равна

$$\frac{\text{Im } N_{\perp}}{N_{\perp}} \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}^2} \frac{T_e}{mc^2} z_e \exp(-z_e^2). \quad (4.4)$$

Видно, что затухание БМЗВ на электронах не очень велико и может быть заметным лишь при прохождении достаточно большого пути порядка $(mc^2/T_e)\lambda$, где λ — длина БМЗВ в плазме. В современных уста-

новках это поглощение очень мало и не является определяющим. Для больших установок типа будущего термоядерного реактора оно может стать существенным, и тогда, возможно, встанет задача формирования более строгого спектра по продольным волновым числам, для того чтобы исключить черенковское поглощение БМЗВ в периферийных областях плазмы.

Циклотронное поглощение быстрой магнитозвуковой волны

Циклотронное поглощение БМЗВ на ионах имеет ту же характерную особенность, что и циклотронное поглощение высокочастотной необыкновенной волны на электронах: поглощение на первой и второй гармониках одного порядка, причем поглощение на первой гармонике убывает при приближении направления распространения волны к поперечному относительно внешнего магнитного поля [3, 54]. Обусловлено это опять-таки тем обстоятельством, что при приближении к гирочастоте поляризация БМЗВ в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, становится круговой с направлением вращения, противоположном направлению вращения ионов в магнитном поле.

При квазипоперечном распространении ($N_{\perp}^2 \gg N_{\parallel}^2$) мнимая часть показателя преломления БМЗВ на первых двух циклотронных гармониках определяется соотношениями*

$$\omega \simeq \omega_{Hi}: \frac{\text{Im } N_{\perp}}{N_{\perp}} \simeq \frac{\cos \theta}{\sqrt{2\pi}} \frac{v_{Ti}}{v_A} f(z_1); \quad (4.5)$$

$$\omega \simeq 2\omega_{Hi}: \frac{\text{Im } N_{\perp}}{N_{\perp}} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\cos \theta} \frac{v_{Ti}}{v_A} \exp(-z_2^2), \quad (4.6)$$

где $z_1 = (\omega - \omega_{Hi}) (\sqrt{2} k_{\parallel} v_{Ti})^{-1}$, $z_2 = (\omega - 2\omega_{Hi}) (\sqrt{2} k_{\parallel} v_{Ti})^{-1}$, $f(z) = \exp(-z^2) |W(z)|^{-2}$, θ — угол между магнитным полем и направлением распространения БМЗВ ($\cos \theta \simeq N_{\parallel}/N_{\perp}$)

Характерные оптические толщины, соответствующие распространению вдоль градиента магнитного поля, равны по порядку величины[†]

$$\tau(\omega \simeq \omega_{Hi}) \simeq \pi \cos^2 \theta \frac{v_{Ti}^2}{v_A^2} kR \simeq \pi \cos^2 \theta \frac{T_i}{Mc^2} \frac{\omega^2}{\omega_{Hi}^2} kR, \quad k \simeq \frac{\omega}{v_A}, \quad (4.7)$$

$$\tau(\omega \simeq 2\omega_{Hi}) \simeq \frac{\pi}{2} \frac{v_{Ti}^2}{v_A^2} kR \simeq \frac{\pi}{2} \frac{T_i}{Mc^2} \frac{\omega^2}{\omega_{Hi}^2} kR, \quad k \simeq \frac{\omega}{v_A}.$$

Из (4.7) следует, что поглощение на второй гармонике может существенно превосходить поглощение на первой гармонике. Для современного токамака с большим радиусом порядка одного метра, магнитным полем $B_0 \approx 30$ кГс, плотностью плазмы $n \simeq 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ и температурой ионов $T_i \simeq 1$ кэВ при нагреве на второй гармонике гирочастоты ионов водорода оптическая толщина достигает значения порядка 0,08.

Нагрев на малой добавке

Увеличить циклотронное поглощение на первой гармонике можно за счет введения в плазму небольшого количества ионов еще одного

* Выражения (4.5), (4.6) легко могут быть получены из результатов [3, 53] при $\omega \simeq \omega_{Hi}$, $\omega \simeq 2\omega_{Hi}$, в пределе $N_{\perp}^2 \gg N_{\parallel}^2$ (или $\cos^2 \theta \ll 1$)

† Существует также вероятность трансформации БМЗВ в полную циклотронную моду Бернштейна, однако суммарные потери энергии БМЗВ при прохождении резонансной области, связанные с поглощением и трансформацией, имеют тот же порядок величины

сорта, гирочастота которых заметно отличается от гирочастоты основной ионной компоненты. При этом на частоте, соответствующей циклотронному резонансу на ионах добавки, дисперсионные свойства БМЗВ определяются основной ионной компонентой, и ее поляризация (вдали от гирочастоты основной компоненты) существенно отлична от круговой. Мнимая часть показателя преломления, определяющая затухание волны, в этом случае равна [54]

$$\frac{\text{Im } N_{\perp}}{N_{\perp}} = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - N_{\parallel}^2}{2(\varepsilon_1 - N_{\parallel}^2)(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - N_{\parallel}^2)} \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pi}'^2}{\omega k_{\parallel} v_{Ti}'} \exp(-z'^2), \quad (4.8)$$

где $z' = (\omega - \omega_{Hi}') (V \sqrt{2} k_{\parallel} v_{Ti}')^{-1}$, ω_{pi}' и ω_{Hi}' — плазменная и гирочастота ионов добавки.

Выражение (4.8) применимо, если концентрация ионов добавки меньше некоторого критического значения: $n' \ll n^*$, где

$$n^* \simeq n_0 k_{\parallel} v_{Ti}' (z' \omega)^{-1}. \quad (4.9)$$

Даже при термоядерных температурах эта критическая плотность не превышает нескольких процентов от плотности основной компоненты. При значениях плотности добавки порядка n^* ионы добавки вносят сильное возмущение в показатель преломления вблизи своей гирочастоты, а затухание резко возрастает: $\text{Im } N_{\perp} \simeq \text{Re } N_{\perp}$. Если же концентрация ионов добавки сильно превышает n^* , они начинают существенно влиять на поляризацию БМЗВ вблизи своей гирочастоты, делая ее неблагоприятной для поглощения. Затухание БМЗВ снова становится малым:

$$\frac{\text{Im } N_{\perp}}{N_{\perp}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\omega k_{\parallel} v_{Ti}'}{\omega_{pi}'^2} \frac{\exp(-z'^2)}{|W(z')|^2} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - N_{\parallel}^2). \quad (4.10)$$

Наконец, при $n' \gg n$ «малая добавка» становится основной ионной компонентой плазмы и циклотронное поглощение на ее первой гармонике определяется выражением (4.5).

Оптические толщины, соответствующие выражениям (4.8), (4.10), равны

$$n' \ll n^*, \quad \tau \simeq \frac{\pi}{2} kR \frac{\omega_{pi}'^2}{\omega_{Hi}'^2} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - N_{\parallel}^2}{(\varepsilon_1 - N_{\parallel}^2)(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - N_{\parallel}^2)}, \quad (4.11)$$

$$n' \gg n^*, \quad \tau \simeq 4\pi kR \cos^2 \theta \frac{v_{Ti}'^2}{c^2} \frac{\omega_{Hi}'^2}{\omega_{pi}'^2} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2 - N_{\parallel}^2)^2.$$

Оба выражения (4.11) при $n' \rightarrow n^*$ дают достаточно большие значения для оптической толщины, которые могут превышать соответствующее значение (4.7) для второй гармоники основной компоненты плазмы.

При нагреве на малой добавке энергия ВЧ поля передается ионам добавки, а затем ионные кулоновские соударения приводят к быстрому перераспределению энергии между ионами всех сортов.

Ион-ионный гибридный резонанс

При наличии в плазме двух или более сортов ионов появляются дополнительные резонансные частоты, лежащие в промежутках между гирочастотами ионов различных сортов, где показатель преломления БМЗВ в приближении холодной плазмы уходит в бесконечность [55].

Например, для плазмы с ионами двух сортов, приравнивая нулю знаменатель в выражении (4.2) для N_{\perp}^2 , при $N_{\parallel}^2 \ll c^2/v_A^2$ можно получить следующее выражение для частоты ион-ионного гибридного резонанса [56]:

$$\omega_{\infty}^2 \simeq (\omega_{\rho_1}^2 \omega_{H_2}^2 + \omega_{\rho_2}^2 \omega_{H_1}^2) (\omega_{\rho_1}^2 + \omega_{\rho_2}^2)^{-1}, \quad (4.12)$$

которое пригодно при $\omega_{\rho_i}^2 \gg \omega_{H_i}^2$ (цифровые индексы в (4.12) относятся к сортам ионов).

При малой концентрации одного из сортов ионов частота ион-ионного гибридного резонанса приближается к гирочастоте этого сорта ионов.

Учет тепловых поправок в дисперсионном уравнении показывает, что гибридный резонанс существует в плазме лишь при условии, что плотность ионов добавки превышает значение n^* (см. (4.9)).

Тот факт, что ион-ионный гибридный резонанс влияет на нагрев, был понят в экспериментах по нагреву на малой добавке [57], в которых проявилась асимметрия нагрева в зависимости от того, куда смещается (в зону более слабого или более сильного магнитного поля) область циклотронного резонанса для ионов малой добавки относительно центра плазменного шнура.

На рис. 15 схематически изображен квадрат поперечного показателя преломления БМЗВ в зависимости от координаты вдоль большого радиуса токамака при наличии в плазме ионов двух сортов. Со стороны сильного магнитного поля (слева на рисунке) дисперсионная ветвь БМЗВ непосредственно подходит к зоне гибридного резонанса, в то время как со стороны слабого магнитного поля область гибридного резонанса отделена интервалом непрозрачности. В линейном приближении волна, распространяющаяся в направлении убывания магнитного поля в области гибридного резонанса, трансформируется в «теплую» электростатическую моду (пунктир на рисунке), которая распространяется обратно в область уменьшения плотности и далее в виде ионной моды Бернштейна испытывает циклотронное поглощение на ионах с меньшей гирочастотой. При наружном вводе возможно циклотронное поглощение на малой добавке ионов с большей гирочастотой, для которых зона циклотронного резонанса может находиться в области распространения БМЗВ ($N_{\perp}^2 > 0$).

В настоящем разделе мы ограничимся приведенной качественной и очень простой картиной распространения БМЗВ при наличии в плазме ион-ионного гибридного резонанса. Более детальные распределения N_{\perp}^2 по сечению плазменного шнура при разных конкретных его параметрах можно найти, например, в [56].

Эксперименты по ионно-циклотронному нагреву плазмы в токамаках

В настоящее время главным образом усилиями групп, работающих на токамаках PLT (Принстон, США) и TFR (Франция), детально проверены основные схемы ионно-циклотронного нагрева на высоких уровнях мощности и показана хорошая эффективность работы этих схем. По существу сейчас решается задача о выработке оптимального сценария нагрева для токамаков следующих поколений, включая экспериментальный термоядерный реактор*.

В экспериментах на PLT [58] используются две независимые системы нагрева, обеспечивающие ввод 2,2 МВт ВЧ мощности на частоте 42 МГц и 1,6 МВт мощности на частоте 25 МГц. Ввод мощности

* Первые опыты по ВЧ нагреву плазмы в тороидальных системах в ИЦ диапазоне частот были проведены на селлараторах «С» (Принстон, США) и «Ураган» (ХФТИ, СССР) [93, 94].

осуществляется преимущественно со стороны слабого магнитного поля, исходя из соображений моделирования условий реактора, где внутренний ввод будет затруднен.

Основные эксперименты проведены в дейтериевой плазме, где в качестве малой добавки использовались водород и гелий — 3. Наилучшие результаты были получены при нагреве на малой добавке ${}^3\text{He}$: ввод $1,2 \text{ МВт}$ ВЧ мощности при плотности $\bar{n} = 3,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ обеспечил увеличение температуры дейтериевой компоненты от $0,6 \text{ кэВ}$ до $2,8 \text{ кэВ}$ и увеличение температуры электронов от 1 кэВ до 2 кэВ (см. рис. 16) без каких-либо заметных энергичных «хвостов» на функции распределения. Энергия ионов добавки (${}^3\text{He}$) оценивается в 70 кэВ ; увеличение температуры дейтерия и электронов укладывается в классическую схему энергообмена через соударения.

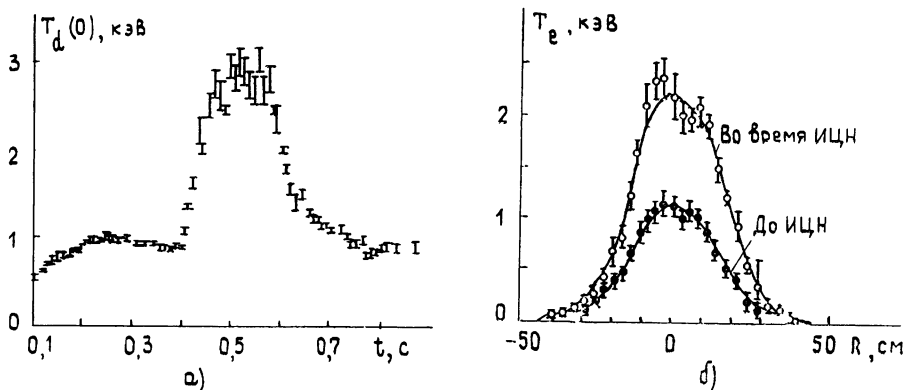


Рис 16 Результаты экспериментов на PLT [58] при ИЦ нагреве дейтериевой плазмы с малой добавкой ${}^3\text{He}$
 а) временной ход температуры дейтерия в центре плазменного шнура, б) изменение профиля электронной температуры при нагреве

При нагреве на малой добавке водорода эффективность нагрева также была высока, но наблюдался большой вклад энергии в электронную компоненту, чем при использовании ${}^3\text{He}$. Физическая картина нагрева более сложная, поскольку резонанс на первой гармонике водорода совпадает с резонансом на второй гармонике дейтерия.

Высокая эффективность нагрева была получена и при использовании резонанса на второй гармонике в чисто водородной плазме. При этом в полном соответствии с квазилинейной теорией наблюдалось формирование немаксвелловского распределения ионов с явно выраженными высокоэнергичными «хвостами». При плотностях $\bar{n} \approx 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ были достигнуты температуры $T_e \approx T_i \approx 2,5 \text{ кэВ}$.

К сожалению, какие-либо данные о зависимости эффективности нагрева на PLT от концентрации добавки отсутствуют, в связи с чем неясна роль области ион-ионного гибридного резонанса при нагреве.

Целенаправленные исследования зависимости эффективности нагрева от плотности малой добавки и от положения области ион-ионного резонанса были проведены на токамаке TFR [50]. Ввод ВЧ мощности осуществлялся со стороны сильного магнитного поля, где область гибридного резонанса не отделена от системы ввода интервалом непрозрачности (см. рис 14). Эксперименты проводились в дейтериевой плазме с малой добавкой водорода, плотность добавки менялась в широких пределах от 2 до 40% плотности основной компоненты; вводимая мощность достигала 2 МВт на частоте от 60 до 100 МГц. Было четко установлено, что эффективность нагрева максимальна, когда область гибридного резонанса расположена в центре камеры. Был обна-

ружен нагрев основной ионной компоненты при высокой плотности добавки, когда зоны циклотронного резонанса обеих ионных компонент находятся за пределами камеры. Механизм нагрева в этой ситуации не установлен; возможно, он обусловлен параметрическими неустойчивостями в зоне гибридного резонанса

Близкие результаты получены на японском токамаке JFT-2 [52], где также был применен внутренний ввод БМЗВ. Высокая эффективность нагрева здесь также коррелировала с положением области гибридного резонанса в центре камеры, оставаясь практически неизменной в широком интервале изменения концентрации примеси (от 2 до 30%) Такие же эксперименты, но с внешним вводом БМЗВ, проведенные на токамаке DIVA [59], показали наличие явно выраженного максимума эффективности в зависимости от плотности добавки (примерно при 10% водорода в дейтериевой плазме).

Отличительной чертой описанных экспериментов является тот факт, что ионный состав плазмы подбирался оптимальным образом с точки зрения наилучшей эффективности нагрева. В условиях реактора придется исходить из того, что основными ионными компонентами являются дейтерий и тритий примерно в равных количествах. На сегодняшний день в качестве наиболее вероятных схем ИЦ нагрева в реакторе обсуждаются использование дейтерий-тритиевого гибридного резонанса при вводе БМЗВ со стороны сильного магнитного поля, нагрев на малой ($\leq 10\%$) добавке водорода также с использованием внутреннего ввода и нагрев на малой добавке ^3He при вводе БМЗВ со стороны слабого магнитного поля [60]. При нагреве на малой добавке водорода возможны режимы, в которых при низких температурах нагрев идет за счет циклотронного поглощения БМЗВ на первой гармонике водорода, а при приближении к температуре поджига основная доля энергии поглощается дейтерием на второй циклотронной гармонике. В этой ситуации образование энергичного «хвоста» на функции распределения дейтронов может несколько снизить предельную температуру, необходимую для положительного энергетического выхода.

5. АЛЬФВЕНОВСКИЙ НАГРЕВ

В данном разделе мы кратко остановимся на некоторых вопросах дополнительного нагрева плазмы в альфвеновском диапазоне частот. В качестве основного аргумента в пользу альфвеновского нагрева обычно приводится соображение о возможности создания мощных генераторов, выдающих в одном модуле мощность до 100 МВт и более, достаточную для нагрева плазмы в крупных установках масштаба экспериментального реактора. С другой стороны, следует отметить трудность совмещения возбуждающей системы для альфвеновского нагрева с металлической стенкой камеры токамака, токи изображения в которой сильно компенсируют токи в антенне. Поэтому необходим значительный зазор между плазменным шнуром и металлической стенкой камеры.

К настоящему времени предложения по альфвеновскому нагреву достаточно хорошо разработаны теоретически, но эксперименты по альфвеновскому нагреву пока значительно отстают от соответствующих экспериментов в других частотных диапазонах, и, по существу, только в самое последнее время начаты исследования на токамаках средних размеров [61–64].

Под альфвеновским частотным диапазоном понимается интервал частот, лежащих ниже ионно-циклотронных. В этом диапазоне в однородной плазме в рамках магнитной гидродинамики ($\omega \ll \omega_{\text{Pi}}$, $m_e = 0$) могут распространяться два типа волн: быстрые магнитозвуковые, называемые иногда альфвеновскими волнами сжатия (compressible Alfvén waves), и собственно альфвеновские волны, называемые также

альфвеновскими волнами кручения (shear или torsional Alfvén waves). В приближении холодной плазмы дисперсионные свойства этих волн определяются простыми соотношениями [3, 24]

$$\omega_1^2 = k^2 v_A^2, \quad \omega_2^2 = k_{\parallel}^2 v_A^2, \quad v_A^2 = c^2 \omega_{Hi}^2 \omega_{pi}^{-2}. \quad (5.1)$$

Весьма специфичная особенность альфвеновских волн состоит в том, что их частота не зависит от поперечного волнового числа, т. е. все возмущения в волне распространяются вдоль силовых линий магнитного поля. Поскольку магнитные силовые линии образуют в токамаке систему вложенных друг в друга магнитных поверхностей, трудно ожидать эффективного возбуждения альфвеновских волн в глубине плазменного шнура внешними токами, текущими за пределами плазмы. Поэтому первые предложения по альфвеновскому нагреву были связаны с возбуждением в плазменном шнуре быстрых магнитозвуковых волн.

На простейшей модели однородного плазменного цилиндра с однородным продольным магнитным полем было показано, что внешние токи, симметрично окружающие плазменный цилиндр и меняющиеся по закону $\exp(i\omega t - ik_{\parallel} z - im\varphi)$ (здесь r, φ, z — цилиндрические координаты, связанные с плазменным шнуром), возбуждают в плазме и вне ее высокочастотные поля, которые обращаются в бесконечность при условии $\omega = \sqrt{2} k_{\parallel} v_A$ [65, 66]. Это условие часто называют «винтовым резонансом», по-видимому, из-за спиральной структуры магнитного поля, возбуждаемого в плазменном цилиндре. В связи с отсутствием эффективного механизма диссипации быстрых магнитозвуковых волн моды, возбуждаемые таким способом в тороидальном резонаторе, являются высокооборотными, и при вводе в плазму заметной мощности поля в плазме должны быть очень велики. На этом этапе понимания альфвеновский частотный диапазон не рассматривался в качестве конкурентоспособного для нагрева плазмы в тороидальных системах.

Учет плавной неоднородности плазменного шнура и различных коррекций в дисперсионных уравнениях, обусловленных конечностью отношения частоты волны к ионной гирочастоте, конечностью электронной массы, конечностью тепловых скоростей электронов и ионов и т. д., существенно меняет картину взаимодействия излучения альфвеновского диапазона с плазмой. Качественно основные особенности взаимодействия можно понять на модели слоистонеоднородного плавного распределения плотности плазмы. В пренебрежении инерцией электронов показатель преломления БМЗВ определяется выражением (4.2) и при учете конечного отношения ω/ω_{Hi} имеет особенность в точке альфвеновского резонанса $N_{\parallel}^2 = \epsilon_1 \simeq c^2/v_A^2$ [56, 67, 68] (см. рис. 17а). При учете конечности электронной массы поведение дисперсионных кривых вблизи области альфвеновского резонанса соответствует отражению БМЗВ от резонансной области, сопровождаемому ее трансформацией в альфвеновскую волну [56, 69] (см. рис. 17б). Учет пространственной дисперсии, обусловленной тепловым движением электронов и ионов, открывает новую возможность для нагрева, связанную с трансформацией БМЗВ в резонансной области в так называемую «кинетическую альфвеновскую моду» [70], которая от области трансформации распространяется в плотную плазму [56]. На рис. 17в показаны зависимости показателей преломления низкочастотных волн от плотности плазмы при условии, что в области трансформации плазма является достаточно горячей ($v_{Te} > v_A$).

Дисперсионное соотношение для кинетической альфвеновской волны в плотной плазме имеет вид [70–72]

$$\omega = k_{\parallel} v_A [1 + k_{\perp}^2 r_{Hi}^2 (3/4 + T_e/T_i)] - i\gamma_{ct} - i\gamma_L, \quad (5.2)$$

где r_{Hi} — ионный гирорадиус, $\gamma_{ст}$ — декремент столкновительного затухания*, γ_L — декремент затухания Ландау на электронах, равный

$$\gamma_L = \sqrt{\pi/8} k_{\parallel} v_A^2 v_{Te}^{-1} k_{\perp}^2 r_{Hi}^2 T_e T_i^{-1}. \quad (5.3)$$

Из соотношений (5.2), (5.3) следует, что при распространении в плотную плазму возрастает поперечное волновое число альфвеновской волны и вместе с тем увеличивается затухание Ландау на электронах, которое может служить эффективным механизмом диссипации при альфвеновском нагреве.

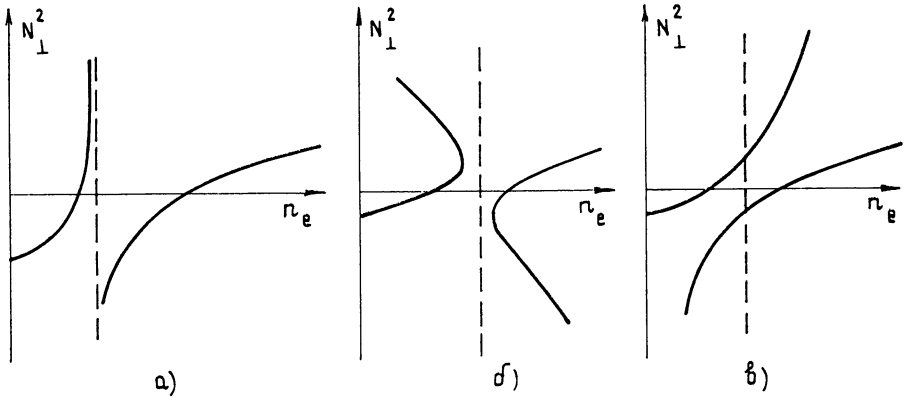


Рис 17 Схематическое изображение зависимости поперечных показателей преломления низкочастотных волн в различных приближениях
а) при учете конечного отношения ω/ω_{Hi} , б) при учете конечной инерции электронов ($m_e \neq 0$), в) при учете пространственной дисперсии в горячей плазме ($v_{Te} > v_A$)

Таким образом, в настоящее время идея альфвеновского нагрева опирается на возбуждение внешними токами БМЗ волн, которые в области локального альфвеновского резонанса трансформируются в альфвеновские волны, отдающие свою энергию электронам вследствие затухания Ландау. Диапазон частот, для которых при заданных m и k_z в плазме существует область альфвеновского резонанса, называют «альфвеновским континуумом». Область резонанса, с одной стороны, должна находиться достаточно близко к границе плазменного шнура, поскольку слой плазмы вплоть до резонансной зоны является непрозрачным для БМЗВ. С другой стороны, плазма в области трансформации должна быть горячей ($v_{Te} > v_A$); в противном случае альфвеновские волны возбуждаются в разреженной части плазменного шнура, что приводит к периферийному нагреву плазмы.

Численные и аналитические расчеты, выполненные в различных приближениях для цилиндрической геометрии при некоторых модельных профилях плотности плазмы (см. [73–75] и др), позволяют определить радиальную структуру полей и возмущений плотности, поглощаемую на единицу длины шнура мощность и сопротивление плазмы, являющейся нагрузкой для внешней системы токов. Результаты этих расчетов, как правило, дают неплохое согласие с экспериментами, проводимыми на небольших уровнях мощности [61–64, 75, 77] с целью исследования условий возбуждения низкочастотных волн в плазме. Что же касается экспериментов по нагреву, то они в настоящее время находят-

* Как и для всех типов волн, столкновительное затухание альфвеновских волн в горячей плазме токамаков невелико

*1 В тороидальной плазме k_z также характеризуется целым числом $n \cdot k_z = n/R$, где R — большой радиус тора

ся в стадии перехода от малых установок, где в свое время было зафиксировано хорошее согласование излучателей с плазмой и нагрев электронной и ионной компонент плазмы [32, 81—83], к установкам средних размеров. В ближайшее время исследования альфвеновского нагрева будут проводиться на токамаках ТСА (Швейцария), Pretext (США), Tortus (Австралия) и др. В зависимости от результатов этих исследований будут выработаны дальнейшие рекомендации по альфвеновскому нагреву на более крупных установках.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Высокочастотные методы нагрева плазмы в тороидальных системах уже к настоящему времени продемонстрировали свою работоспособность и даже иногда конкурентоспособность с методом нейтральной инжекции. Особенно это относится к ионно-циклотронному способу нагрева. Весьма простой и привлекательной выглядит физическая картина нагрева в электронно-циклотронном диапазоне частот, где основной задачей сейчас является создание гиротронных комплексов большой мощности. Несколько менее определено выглядят пока перспективы нижнегибридного и альфвеновского нагревов. Однако за те 10—15 лет, которые пройдут, прежде чем будет сооружен экспериментальный термоядерный реактор, вполне можно ожидать новых успехов и существенного продвижения вперед в области дополнительного нагрева в любом из частотных диапазонов. Возможно, что окончательный выбор способа нагрева будет зависеть не только от его эффективности, но и от тех дополнительных задач, которые можно будет решить при помощи ВЧ излучения соответствующего диапазона, таких, как предионизация плазмы, регулирование профиля тока, вывод из токамака примесей и продуктов термоядерной реакции, обеспечение устойчивости плазменного шнура и т. д. Наиболее важной из таких задач является генерация постоянного тока в токамаке, необходимая для создания стационарного токамака-реактора. На сегодняшний день наибольшие экспериментальные успехи в этой области относятся к нижнегибридному частотному диапазону [35]. Однако теоретически возможность генерации стационарного тока в плазме имеется во всех частотных диапазонах, которые предполагается использовать для нагрева плазмы**.

Автор считает своим долгом выразить признательность В. Е. Голанту и А. Г. Литваку, сделавшим ряд полезных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gaponov A V, Flyagin V A, Fix A Sh et al—Int Journ on Infrared and Millimeter Waves, 1980, 1, p 351.
2. Ахиезер А И, Ахиезер И А, Половин Р В, Ситенко А Г, Степанов К Н Коллективные колебания в плазме—М: Атомиздат, 1964.
3. Ахиезер А И, Ахиезер И А, Половин Р В, Ситенко А Г, Степанов К Н Электродинамика плазмы—М Наука, 1974
4. Железняков В В Электромагнитные волны в космической плазме—М Наука, 1977
5. Litvak A G, Permitin G V, Suvorov E V, Fraiman A A.—Nuclear Fusion, 1977, 17, p 659
6. Гершман Б Н—ДАН СССР, 1961, 137, с 822
7. Суворов Е В, Фрайман А А—Изв вузов—Радиофизика, 1977, 20, с 67
8. Аликаев В В, Днестровский Ю Н, Парилл В В, Переверзев Г В—Физика плазмы, 1977, 3, с 230

* Результаты первых экспериментов на ТСА пока не являются обнадеживающими: увеличение электронной температуры на начальной стадии нагрева сменяется затем спадом, связанным с возрастанием радиационных потерь из-за высокого уровня поступления примесей

** Возможность генерации стационарного тока существует и при нейтральной инжекции

- 9 Vornatici M, Engelmann F, Lister G—Phys. Fluids, 1979, 22, p 1664.
- 10 Аликаев В В и др.—Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, с. 115
- 11 Strelkov V S Proc of 9th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys, Oxford, 1979, 2, p. 547
- 12 Gilgenbach R H et al—Phys Rev Lett, 1980, 44, p. 647
- 13 Prafer R, Moeller C P—Proc of 3rd Joint Varenna—Grenoble Int Symp on Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble, 1982, II, p 635.
- 14 Голант В. Е, Пилия А Д—УФН, 1971, 104, с 413
- 15 Батанов Г М и др—Препринт ФИАН № 46, М., 1980.
- 16 Vornatici M, Engelmann F, Petrillo V.—Proc of 10th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscow, 1981, Report H-14.
17. Аликаев В В и др — Препринт ИАЭ № 350/7, М., 1981
18. Robinson D C et al—Proc of the 3rd Joint Varenna—Grenoble Int Symp on Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble, 1982, II, p. 647.
19. Preinhaelter J and Корескы V—J. Plasma Phys., 1980, 1, p 1
- 20 Weitzner H and Batchelor D B—Phys. Fluids, 1979, 22, p 1355
21. Суворов Е В, Токиан М Д—Plasma Phys, 1983
- 22 Аликаев В. В, Вдовин В Л, Парайл В В—Вопросы атомн науки и техн Сер Термоядерный синтез, М, ИАЭ, 1981, вып 2(8), с 3
- 23 Wolfe S M et al—Nuclear Phys., 1979, 19, p 389
24. Гинзбург В Л. Распространение электромагнитных волн в плазме—М Наука, 1967
- 25 Голант В. Е—ЖТФ, 1971, 41, с 2492
- 26 Glagolev V. M.—Plasma Phys, 1972, 14, p 315.
- 27 Presic S. S.—Plasma Phys, 1973, 15, p 193
- 28 Brambilla M—Plasma Phys, 1976, 18, p 669.
- 29 Karney C. F. F, Bers A—Phys. Rev. Lett, 1977, 39, p 550.
- 30 Brambilla M—Nuclear Fusion, 1976, 16, p 47
- 31 Vernabei S et al—Nuclear Fusion, 1977, 17, p 929
32. Demirkhanov R A et al—Plasma Phys., 1968, 10, p 444
- 33 Gormesano C et al—Proc of the 3rd Joint Varenna—Grenoble, 1982, II, p 439.
34. Bernard M, Cardinali A—ibid, II, p 559
- 35 Alladio F et al.—Proc of 9th Int. Conf on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Baltimore, USA, 1982, Report IAEA—CN—41/1—4
36. Brambilla M—Proc of 2nd Joint Varenna—Grenoble Int Symp on Heating in Toroidal Plasmas, Como, 1980, I, p 285
37. Баранов Ю Ф., Федоров В И—ibid, I, p 313
- 38 Cardinali A, Brambilla M—ibid, I, p 411.
- 39 Barbato E, Santini F, Taroni A—ibid, I, p 417.
40. Consoli T—ibid, I, p 27
41. Баранов Ю. Ф—Диссертация, Ленинград, 1981
- 42 Pocolab M et al—Proc. of the 3rd Joint Varenna—Grenoble Int Symp on Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble, 1982, II, p. 469
- 43 Stevens J. E et al—ibid, II, p 455
- 44 Gormesano C. et al—ibid, II, p 439.
- 45 Uehara K, Nagashima T—ibid, II, p 485.
46. Andreani R The 12th Symp. on Fusion Technology, Jülich, FRG, 1982, Abstracts, Rep 07.
- 47 Иванов Н В, Кован И А, Лось Е В—Атомная энергия, 1972, 32, с 389
- 48 Иванов Н В и др—Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, с 88
- 49 Вдовин В Л и др—Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, с 4
- 50 Jaquinot J—Proc of the 3rd Joint Varenna—Grenoble Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble, 1982, I, p. 225
51. The 12th Symposium on Fusion Technology, Jülich, FRG, 1982, Abstracts.
- 52 Odajima K—Proc of the 3rd Joint Varenna—Grenoble Int. Symp on Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble, 1982, I, p 259.
- 53 Степанов К. Н—ЖЭТФ, 1960, 38, с 265.
- 54 Клима Р, Лонгинов А В, Степанов К. Н—ЖТФ, 1976, 46, с 704
- 55 Buchsbaum S J.—Phys Fluids, 1960, 3, p 418, Phys Rev Lett, 1960, 5, p 495
56. Klima R, Longinov A V, Stepanov KN—Nuclear Fusion, 1975, 15, p 1157
57. TFR Group, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc 6th Int. Conf Berchtesgaden, 1976), IAEA, Vienna, 1977, 3, p. 39
- 58 Hosea J et al—Proc of the 3rd Joint Varenna—Grenoble Int Symp. on Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble, 1982, I, p 213
- 59 Kimura H., Odajima K et al—In Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Brussel, 1980, Rep IAEA—CN—38/D—5—2.
60. Jaquinot J, Lapierre J—Proc. of the 2nd Joint Varenna—Grenoble Int Symp on Heating in Toroidal Plasmas, Como, 1980, I, p 541
- 61 Bengston R D et al—Proc of the 3rd Joint Varenna—Grenoble Int Symp on Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble, 1982, I, p 151

- 62 Chambrier A et al—*ibid*, I, p. 161
- 63 Cross R C et al—*ibid*, I, p. 173
- 64 Kolfschooten A W, Kluyver H—*ibid*, I, p. 185
- 65 Gutkin T I, Losovsky S N, Boleslavskaya G I—*Nuclear Fusion*, 1968, 8, p. 109
- 66 Карплюк К С, Колесниченко Я И, Ораевский В Н—*Укр физ журн*, 1968, 13, с. 1071
- 67 Karney C F F, Perkins F W, Sun J C—*Phys Rev Lett*, 1979, 42, p. 1621
- 68 Греков Д Л, Степанов К И, Тагаронис Дж А—*Труды второго Всесоюзного совещания по ВЧ методам нагрева плазмы в тороидальных системах*, Бакурнани, 1980, с. 38
- 69 Stix II—*Proc of the 2nd Joint Varenna—Grenoble Int Symp on Heating in Toroidal Plasmas*, Como, 1980, II, p. 631
- 70 Hasegawa A, Chen L—*Phys Rev Lett*, 1975, 35, p. 370
- 71 Степанов К И—*ЖЭТФ*, 1958, 34, с. 1292
- 72 Елфимов А Г—*Труды второго Всесоюзного совещания по ВЧ методам нагрева плазмы в тороидальных системах*, Бакурнани, 1980, с. 24.
- 73 Греков Д Л, Степанов К И, Татаронис Дж А—*Физика плазмы*, 1981, 7, с. 752
- 74 Ross D W, Chen G L, Mahajan S M—*Phys Fluids*, 1982, 25, p. 652
- 75 Elfmov A G—*Proc of the 2nd Joint Varenna—Grenoble Int Symp on Heating in Toroidal Plasmas*, Como, 1980, II, p. 683
- 76 Coleman P D et al—*ibid*, II, p. 693
- 77 Киров А Г, Ручко Л Ф, Сухачев А В—*ibid*, II, p. 689
- 78 Hooke W et al—*Proc of the 9th Int Conf on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Baltimore, USA, 1982, Report IAEA—CN—41/C-5
- 79 Freeman R L et al—*Proc of the 2nd Joint Varenna—Grenoble Int Symp on Heating in Toroidal Plasmas*, Como, 1980, I, p. 317
- 80 Porcolab M et al—*ibid*, I, p. 355
- 81 Obiki T et al—*Phys Rev Lett*, 1977, 39, p. 812.
- 82 Golovato S N, Shohet J L—*Phys Fluids*, 1978, 21, p. 1421
- 83 Демирханов Р А и др—*Материалы второго Всесоюзного совещания по ВЧ методам нагрева плазмы в тороидальных системах*, Бакурнани, 1980 Изд СФТИ, Сухуми, 1981, с. 44
- 84 Голаит В Е и др—*ЖТФ*, 1972, 42, с. 62
- 85 Maekawa T et al—*Phys Rev Lett*, 1978, 40, p. 1379
- 86 Аликаев В В и др—*Письма в ЖЭТФ*, 1972, 15, с. 41
- 87 Ваганов Ю Ф, Buluginsky D G, Golant V E et al—*Proc of 10th European Conf on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Moscow, 1981, H 8
- 88 Ваганов Ю Ф, Fedorov V I—*Proc of 10th European Conf on Plasma Physics*, Moscow, 1981, H-13
- 89 Гладковский И П и др—*ЖТФ*, 1973, 43, с. 1632
- 90 Аликаев В В и др.—*ЖТФ*, 1975, 45, с. 523.
- 91 Рубенчик А М, Рыбак И Я, Стурман Б И—*ЖЭТФ*, 1974, 67, с. 1364
- 92 Рубенчик А М—*Письма в ЖТФ*, 1976, 2, с. 521
- 93 Rothman M A et al—*Phys Fluids*, 1969, 12, p. 2211
- 94 Dikiy A G et al—*Proc of 3rd Int Symp. on Toroidal Plasma Confinement*, FRG, Munchen, 1973, E-17
- 95 Голаит В Е.—*УФН*, 1971, 104, с. 678
- 96 Longinov A V et al—*Proc of 10th European Conf on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Moscow, 1981, II, N-25

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
6 апреля 1983 г