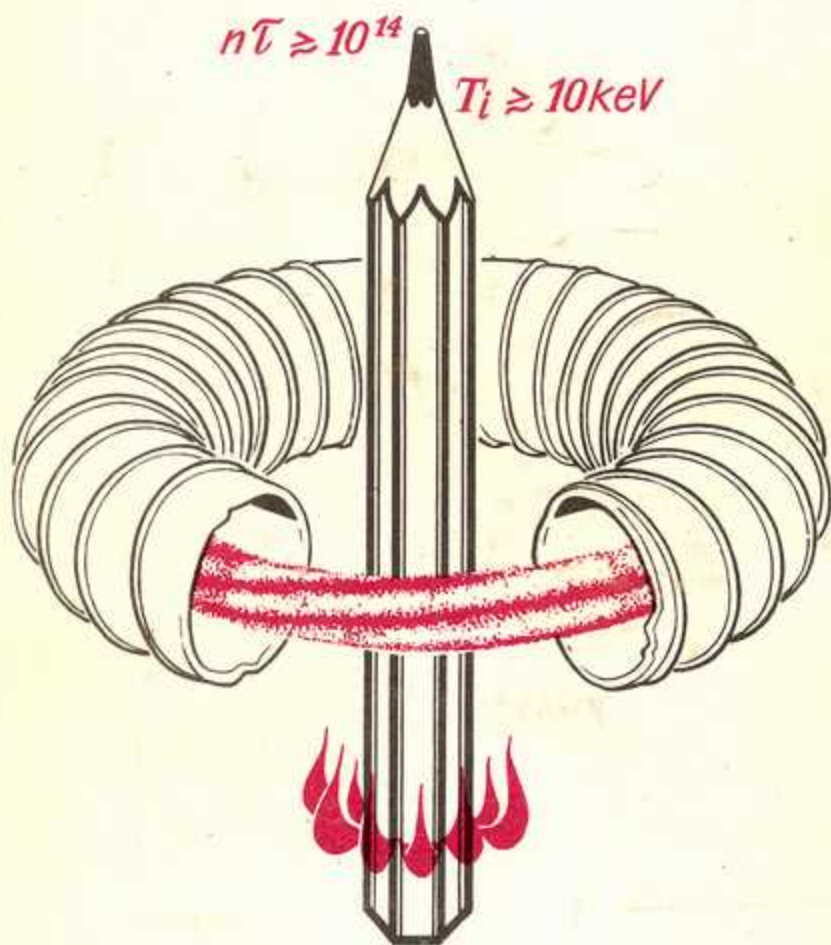


ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ



ГОРЬКИЙ-1983

Издано по решению Редакционно-издательского
совета Института прикладной физики АН СССР

УДК 533.951

Предлагаемый сборник посвящен последовательному изложению современного состояния теоретических и экспериментальных исследований различных методов высокочастотного нагрева плазмы в квазистационарных установках для управляемого термоядерного синтеза (УТС) с магнитным удержанием. Кроме того, включены обзор по безындукционным методам создания стационарного тока в токамаках, на которых базируется важная концепция стационарного токамака-реактора, и статьи общефизического содержания, посвященные обсуждению нелинейных эффектов, линейной трансформации волн в неоднородной магнитоактивной плазме и некоторых особенностей микроволновой диагностики применительно к проблеме УТС.

Книга предназначена для специалистов, работающих в области физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза, а также для аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Р е д а к ц и о н н а я к о л л е г и я

А.Г. ЛИТВАК (отв. редактор), Е.В. СУВОРОВ
(зам. отв. редактора), В.Ю. ТРАХТЕНГЕРЦ,
В.А. МИРОНОВ, Н.А. ГОРОДЕЦКАЯ (отв. секретарь)

ОТ РЕДАКТОРА

Проблема высокочастотного нагрева плазмы в магнитных ловушках принадлежит к числу ключевых проблем управляемого термоядерного синтеза. Уже в 50-е годы на первых этапах термоядерных исследований стало ясно, что обычный токовый (омический) нагрев плазмы не позволит получить плазму с термоядерной температурой, так как рост температуры плазмы сопровождается сильным падением ее омического сопротивления. Поэтому исследования способов дополнительного нагрева были начаты почти одновременно с разработкой физических основ магнитного удержания плазмы.

Практическая потребность в дополнительном нагреве плазмы возникла только в начале 70-х годов в связи с успехами экспериментов по удержанию плазмы в тороидальных магнитных ловушках типа "Токамак" и сооружением нового поколения токамаков. Именно в это время произошло и существенное расширение фронта работ по нагреву плазмы.

В настоящее время существуют две альтернативных группы методов дополнительного нагрева плазмы, претендующих на участие в будущем термоядерном реакторе: методы нейтральной инжекции, связанные с вводом в плазму и последующим ионизационным захватом пучков быстрых нейтральных атомов, и высокочастотные (ВЧ) методы, базирующиеся на возбуждении и поглощении в плазме ВЧ электромагнитных полей.

Наибольшие успехи в дополнительном нагреве плазмы в существующих тороидальных установках достигнуты с помощью инжекции быстрых атомов — на токамаке PLT(США) удалось при этом поднять температуру ионов до 7 кэВ. Однако для реализации нейтральной инжекции на будущих круп-

номасштабных установках типа термоядерного реактора необходимо решить ряд принципиальных и сложных инженерных проблем, связанных с созданием инжекторов с значительно более высокими энергиями атомов. Поэтому большой интерес представляют и высокочастотные методы нагрева, в разработке которых в последние годы также достигнуты крупные, а в ряде случаев и решающие успехи. Так, на установке PLT при нагреве плазмы электромагнитными волнами в диапазоне ионно-циклотронного резонанса зарегистрировано увеличение температуры ионов до 3 кэВ, а нагрев плазмы СВЧ-полями в диапазоне электронно-циклотронного резонанса на советском токамаке T-10 сопровождался таким же увеличением температуры электронов. Весьма обнадеживающими являются и результаты экспериментов по поддержанию в токамаке стационарного тока с помощью ВЧ-полей нижнегибридного диапазона, так как эти эксперименты открывают возможность создания на базе токамака, являющегося импульсной установкой, стационарного термоядерного реактора.

Исследования в области ВЧ-нагрева плазмы ведутся сегодня практически во всех термоядерных лабораториях мира, так что эта область оформилась в самостоятельный раздел физики высокотемпературной плазмы, по которому регулярно проводятся специальные международные симпозиумы^{*)} и все-союзные конференции. Тем не менее, несмотря на очень большое число оригинальных публикаций, в литературе по ВЧ-нагреву практически отсутствуют работы обзорного характера, содержащие систематическое изложение физических основ высокочастотного нагрева замагниченной плазмы и анализ современного состояния проблемы. Предлагаемый сборник, подготовленный по материалам Всесоюзного совещания "Методы

^{*)} В списках цитируемой литературы данного сборника очень часто встречаются ссылки на доклады, опубликованные в трудах этих международных симпозиумов по нагреву плазмы. Учитывая универсальный характер этих ссылок мы вместо развернутого названия Proceedings of the 1st (2nd, 3rd) Joint Varenna-Grenoble International Symposium on Heating in Toroidal Plasmas всюду в сборнике ввели сокращенное обозначение: 1st (2nd, 3rd) Varenna-Grenoble Symp.

ВЧ-нагрева плазмы в тороидальных системах" (Горький, июнь 1982 г.) преследует цель в какой-то мере восполнить этот пробел.

Основное содержание сборника составляют обзорные статьи, написанные по предложению редколлегии ведущими специалистами в области ВЧ-нагрева. Общепринятая классификация методов ВЧ-нагрева производится по частотам резонансов или собственных колебаний плазмы, ответственных за поглощение ВЧ-мощности – различают электронно-циклотронный, нижнегибридный, ионно-циклотронный и альфвеновский методы нагрева. Каждому из этих методов посвящен отдельный обзор. К этим статьям примыкает проблемная статья о поддержании в токамаке стационарных токов с помощью внешних ВЧ-полей. В сборник включены также две статьи, посвященные общим вопросам физики волновых процессов в плазме, имеющим важное значение для ВЧ-нагрева. В первой исследуются особенности линейной трансформации волн в неоднородной замагниченной плазме, во второй рассматриваются нелинейные электромагнитные явления в плазме и делается попытка анализа их роли в СВЧ-нагреве тороидальной плазмы. Заключает сборник статья, в которой на основе анализа особенностей распространения и излучения электромагнитных волн электронно-циклотронного диапазона в плазме рассматриваются некоторые новые возможности диагностики горячей плазмы в магнитном поле.

Мы надеемся, что предлагаемый сборник окажется полезным специалистам в области высокотемпературной плазмы и управляемого синтеза, а также широкому кругу физиков из смежных областей, связанных с проблемой взаимодействия электромагнитных волн с лабораторной и космической плазмой.

А.Г. Литвак

ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ В ТОРОИДАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

В.В.Аликаев, А.Г.Литвак, Е.В.Суворов, А.А.Фрайман

Представления о том, что в условиях циклотронного резонанса заряженные частицы могут эффективно взаимодействовать с высокочастотным полем, возникли около трех десятилетий назад. Почти сразу же появилась идея использования циклотронного резонанса для нагрева высокотемпературной термоядерной плазмы, в которой омический нагрев становится неэффективным. Циклотронный резонанс в плазме возможен в двух существенно отличающихся частотных диапазонах, соответствующих электронным и ионным гирочастотам. Оба эти диапазона на сегодняшний день представляются весьма перспективными для высокочастотного нагрева плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза (УТС). Настоящий обзор посвящен электронно-циклотронному (ЭЦ) способу нагрева плазмы. Цель обзора – систематическое изложение теоретических представлений, разбросанных в настоящее время по многочисленным публикациям, и обсуждение наиболее важных экспериментов по ЭЦ-нагреву из проведенных к настоящему времени на различных тороидальных системах.

В более сжатой форме этот круг вопросов частично обсуждался в обзорных статьях [1,2]. В той или иной степени эти вопросы затрагиваются в ряде докладов обзорного характера, сделанных на различных конференциях (см. [3-6]). Результаты, относящиеся к линейной теории циклотронного поглощения, в значительной степени перекрываются с изложенными в опубликованном в "Nuclear Fusion" обзоре M.Bornatici, R.Cano, O.De Barbieri, F.Engelmann

[7]. Мы сочли, однако, уместным для полноты картины привести эти результаты в настоящем обзоре, что, на наш взгляд, придаст более завершенный характер и всему сборнику в целом.

Уже первые эксперименты на небольших прямых ловушках с магнитными полями порядка нескольких килогаусс при уровнях СВЧ-мощности в несколько киловатт (см., например, [8-10]) продемонстрировали возможность существенного увеличения энергосодержания плазмы в результате ее взаимодействия с высокочастотным полем в условиях электронного циклотронного резонанса. В течение долгого времени сдерживающим обстоятельством для ЭЦ-нагрева больших объемов плазмы, удерживаемой магнитными полями в десятки килогаусс, являлось отсутствие достаточно мощных источников СВЧ-излучения в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых длин волн. Разработка и создание нового класса электронных СВЧ-приборов — мазеров на циклотронном резонансе (МЦР) — позволили в какой-то степени преодолеть эту трудность. Во всяком случае, в настоящее время в результате значительных успехов в конструировании МЦР-генераторов (гиротронов) [11-13] можно всерьез говорить о возможности электронно-циклотронного нагрева плазмы до термоядерных температур в крупных современных тороидальных установках, занимающих лидирующее положение в исследованиях по программе УТС.

Электронно-циклотронный способ нагрева плазмы в тороидальных системах выгодно отличается от других высокочастотных методов простотой системы ввода СВЧ-излучения в плазму, возможностью управлять размерами и положением области выделения энергии в плазме и, наконец, ясностью и простотой физической картины нагрева.

Прежде чем перейти к изложению основного материала, сделаем несколько предварительных замечаний общего характера, относящихся к ЭЦ-способу нагрева плазмы.

1. Малость длины волны излучения, используемой при ЭЦ-нагреве, по сравнению с характерными масштабами изменения параметров плазмы и магнитного поля позволяет избежать присущих другим диапазонам электромагнитных волн трудностей ввода СВЧ-энергии в плазму — хорошее согласование излучения с плазмой достигается при помощи открытых квазиоптических волноводов. Это же обстоятельство позволяет использовать в теории ВКБ-приближение и произво-

дить расчет лучевых траекторий и поглощения СВЧ-мощности вдоль них, надежно прогнозирующих реальное распределение энерговыклада по сечению плазменного шнура.

2. Эффективность ЭЦ-нагрева остается практически неизменной в широком интервале изменения электронной температуры. Так, в установках с параметрами, типичными для Т-10, излучение полностью поглощается на одном проходе через плазменный шнур в широком интервале изменения электронной температуры: $1 \text{ кэВ} \leq T_e \leq 10 \text{ кэВ}$.

3. Благодаря резонансному характеру циклотронного поглощения область нагрева локализована в направлении изменения тороидального магнитного поля. В других направлениях локализация легко может быть достигнута соответствующей фокусировкой СВЧ-пучка при условии его достаточно полного поглощения при однократном прохождении через плазменный шнур. Это обстоятельство позволяет греть преимущественно центральные области плазмы, что приводит к понижению в 2-3 раза суммарной вводимой мощности, необходимой для нагрева, по сравнению, например, с мощностью нейтральной инжекции. Хорошая локализация области нагрева в принципе может быть использована для регулирования профиля тока в токамаках.

4. Хотя при ЭЦ-нагреве нагревается электронная, а не ионная компонента плазмы, это обстоятельство не существенно для тороидальных систем, в которых будет выполнен критерий Лаусона $n\tau \geq 10^{14} \text{ с/см}^3$ (n - плотность плазмы, τ - энергетическое время жизни). Действительно, отношение времени выравнивания электронной и ионной температур τ_e к лаусоновскому времени $\tau_L = 10^{14}/n$ может быть представлено в следующем виде:

$$\frac{\tau_e}{\tau_L} = \frac{10^{-4}}{\alpha} \left(\frac{M}{m} \right) \left(\frac{T_e}{10 \text{ кэВ}} \right)^{3/2} \left\{ 1 + 0,12 n \left[\left(\frac{T_e}{10 \text{ кэВ}} \right)^{3/2} \left(\frac{10^{15} \text{ см}^{-3}}{n} \right)^{1/3} \right] \right\}^{-1},$$

где M и m - массы ионов и электронов соответственно, T_e - электронная температура, α - некоторый численный коэффициент, превышающий единицу.

Для дейтериевой плазмы с электронной температурой $T_e = 10 \text{ кэВ}$ и плотностью $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ время обмена энергией между электронами и ионами составляет лишь долю лаусоновского времени: $\tau_e / \tau_L = 1/(2+3)\alpha$. Отношение τ_e / τ_L

практически не зависят от плотности плазмы, но весьма существенно определяется электронной температурой. В связи с этим не следует допускать заметного "перегрева" электронной компоненты плазмы; это означает, что СВЧ-мощность должна вводиться в плазму квазистационарно в течение времени порядка времени обмена энергией между электронами и ионами τ_i .

5. Дегальных исследований по влиянию ЭЦ-нагрева на удержание плазмы не проводилось. Здесь можно отметить лишь экспериментальный факт: некоторого понижения плотности плазмы, наблюдавшийся при ЭЦ-нагреве в различных системах, а также привести некоторые общие соображения. В частности, при нагреве электронной компоненты плазмы формирование энергичных "хвостов" на функции распределения, по-видимому, меньше влияет на процессы переноса, нежели наличие энергичной ионной компоненты. Более того, ЭЦ-нагрев способствует стабилизации "верной" неустойчивости, поскольку увеличивает поперечную энергию электронной компоненты.

До некоторых энергий несущественно даже, если значительная часть СВЧ-мощности вкладывается в надтепловую компоненту, поскольку время максвеллизации электронной функции распределения отличается от времени выравнивания температур электронной и ионной компонент множителем $(m/M)(T_i/T_0)^{3/2}$, где T_0 - температура основной электронной компоненты, T_i - эффективная температура "хвоста". Таким образом, в широком интервале энергий быстрых частиц, вплоть до сотен килоэлектронвольт, за время удержания энергия вначале перераспределяется от энергичных частиц к "ядру" максвелловского распределения за счет электрон-электронных соударений, а затем - от электронной компоненты к ионной за счет электрон-ионных соударений.

Как будет показано ниже, при квазинепрерывном режиме нагрева на первой гармонике возмущение электронной функции распределения невелико и состоит в незначительном увеличении поперечной температуры группы резонансных электронов; это позволяет надеяться, что ЭЦ-нагрев не приведет к существенному изменению условий удержания плазмы.

6. Поскольку излучение, используемое для ЭЦ-нагрева, относится к самому высокочастотному из используемых диапазонов, то характерный параметр нелинейности - квадрат от-

ношения осцилляторной скорости электрона в поле СВЧ-излучения к тепловой скорости электронов — является наименьшим по сравнению с тем же параметром нелинейности в других ВЧ-диапазонах. Поэтому влияние трудно контролируемых нелинейных эффектов при ЭЦ-нагреве менее существенно, нежели в других частотных диапазонах; в современных экспериментах оно, как правило, пренебрежимо мало.

ЦИКЛОТРОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

Электрон, движущийся в постоянном магнитном поле, резонансно взаимодействует с плоской электромагнитной волной при выполнении условия доплеровского синхронизма:

$$\omega = s\tilde{\omega}_H + K_{\parallel}V_{\parallel}, \quad (1)$$

в котором ω — частота волны; K_{\parallel} — ее продольное по отношению к магнитному полю волновое число; V_{\parallel} — продольная составляющая скорости электрона; $s = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ — номер гармоники; $\tilde{\omega}_H$ — релятивистская гирочастота, которая при малых скоростях ($v \ll c$) примерно равна $\tilde{\omega}_H \approx (eH_0/m_0c)(1 - 1/2 v^2/c^2)$ (e — заряд, m_0 — масса покоя электрона, H_0 — напряженность внешнего магнитного поля, c — скорость света в вакууме). Гармоника $s = 0$ соответствует условию черенковского излучения при наличии постоянного магнитного поля; отрицательные номера гармоник соответствуют аномальному эффекту Доплера, который возможен лишь при достаточно сильном продольном замедлении волны: $|K_{\parallel}/\omega| > 1$. В дальнейшем ограничимся рассмотрением только нормального эффекта Доплера ($s > 0$), который представляет непосредственный интерес при электронно-циклотронном нагреве.

Для плазмы с максвелловским распределением электронов по скоростям можно указать два характерных интервала углов распространения волны по отношению к магнитному полю, приняв, что скорости, входящие в соотношение (1), по порядку величины совпадают с тепловой скоростью:

а) "классический" интервал углов распространения

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

($\beta_T = v_T/c$, n_j — показатель преломления j -й моды), в ко-

тором можно пренебречь релятивистской зависимостью гирочастоты от скорости; в резонансное условие в этом случае входит лишь продольная компонента скорости электрона;

б) интервал углов, очень близко примыкающих к $\pi/2$

$$|\pi/2 - \theta| \ll \beta_T/n_j. \quad (3)$$

для которых в резонансном условии Доплера можно пренебречь слагаемым $K_n v_n$, оставив лишь релятивистскую зависимость массы электрона от модуля скорости.

Помимо выполнения кинематического соотношения (1) для резонансного взаимодействия электрона с волной необходимо еще присутствие соответствующей поляризации электрического поля в волне. Наиболее четко резонансный характер взаимодействия проявляется при наличии циркулярно поляризованной (в плоскости, перпендикулярной магнитному полю) компоненты электрического поля, вращающейся в ту же сторону, что и электрон в магнитном поле (см., например, [14, 15]). В этом случае в системе отсчета, в которой отсутствует движение электрона вдоль магнитного поля, частота волны совпадает с гирочастотой, а изменение кинетической энергии вдоль невозмущенной траектории электрона определяется выражением

$$\frac{dW_e}{dt} = e E_+ v_1 \cos \psi, \quad (4)$$

где E_+ — амплитуда циркулярно поляризованной (резонансной) компоненты электрического поля в волне, v_1 — перпендикулярная по отношению к магнитному полю компонента скорости электрона, ψ — фаза его циклотронного вращения относительно фазы высокочастотного поля.

При наличии перпендикулярной по отношению к магнитному полю составляющей волнового вектора K_1 электроны резонансно взаимодействуют с продольной по отношению к H_0 компонентой электрического поля волны [16]. Чтобы убедиться в этом, достаточно вычислить среднюю за период волны силу, действующую на электрон, движущийся по невозмущенной траектории во внешнем магнитном поле:

$$F_n = \frac{\omega}{2\pi} e E_n \int_0^{2\pi/\omega} \exp(i k_n v_n t + i k_1 v_n \sin \tilde{\omega}_n t - i \omega t - i \psi) dt. \quad (5)$$

При выполнении условия Доплера (1) эта сила имеет постоянную фазу по отношению к продольной скорости и отличается от нуля, если $\kappa_1 \tau_n = \kappa_1 v_1 / \tilde{\omega}_n \neq 0$:

$$F_n = seE J_s(\kappa_1 \tau_n) e^{-i\varphi}.$$

Оба эти механизма резонансного взаимодействия определяют характер циклотронного поглощения на первой гармонике. Первый механизм в чистом виде реализуется при распространении необыкновенной волны вдоль магнитного поля, второй — при распространении обыкновенной волны поперек магнитного поля.

При определении циклотронного поглощения на более высоких гармониках всегда существен учет конечности отношения гирорадиуса электронов к поперечной длине волны: $\kappa_1 \tau_n \neq 0$.

Для вычисления коэффициентов циклотронного поглощения волн в плазме используются три способа^{*}), приводящие в конечном итоге к одним и тем же результатам.

Первый способ основан на подсчете суммарной работы всех резонансных сил, получаемой в результате усреднения по фазам циклотронного вращения и по функции распределения электронов [17]; не будем здесь на нем останавливаться.

Второй способ состоит в использовании метода коэффициентов Эйнштейна, который связывает вероятность спонтанного излучения с вероятностями индуцированных процессов излучения и поглощения (см. [18–20]). В выражениях для коэффициентов циклотронного затухания, полученных таким способом, усреднение по фазам циклотронного вращения неявно фактически уже произведено, поскольку при использовании этого метода складываются и вычитаются интенсивности (а не поля), излученные или поглощенные отдельными электронами. Коэффициенты циклотронного поглощения в плазме с произвольной функцией распределения электронов $f(p_\parallel, p_\perp)$ могут быть записаны в виде [21]

$$\frac{J_m \kappa_j}{\kappa_j} = \frac{4\pi^3 e^2}{n_j^2 \omega^2} \gamma_j^2 N_0 \sum_{s=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} dp_\parallel \int_{-\infty}^{\infty} dp_\perp \frac{1}{m^2} \left[p_\perp J'_s(\chi) + \right.$$

^{*}) Это относится и к любому другому механизму резонансного поглощения волн в плазме.

$$+ (\alpha_j p_{\perp} s \chi^{-1} + \beta_j p_{\parallel}) J_s(\chi) \Big] \delta(\omega - s\tilde{\omega} - \kappa_n \nu_n) \cdot$$

$$\left(sm_0 \omega_n \frac{\partial f}{\partial p_{\perp}} + \kappa_n p_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial p_{\parallel}} \right), \quad (6)$$

где \vec{K}_j и n_j — волновой вектор и показатель преломления j -й моды, m — релятивистская масса электрона, J_s — функции Бесселя от аргумента $\chi = \kappa_{\perp j} p_{\perp} / m \tilde{\omega}_n$; $\gamma_j^2 = 1 + K_j^2$; $\alpha_j = K_j \cos \theta + \Gamma_j \sin \theta$; $\beta_j = \Gamma_j \cos \theta - K_j \sin \theta$; K_j и Γ_j — коэффициенты, характеризующие поляризацию j -й моды ($i K_j = E_{jx} / E_{jy}$; $i \Gamma_j = E_{jz} / E_{jy}$ в системе координат с осью z по \vec{K}_j и осью x , лежащей в плоскости \vec{k} , H_0 , причем $H_{0x} > 0$), p_{\parallel} — проекция импульса на направление магнитного поля, $p_{\perp} = \sqrt{p^2 - p_{\parallel}^2}$.

Выражение (6) получено методом коэффициентов Эйнштейна в предположении, что коэффициенты поляризации K_j и Γ_j действительны; при комплексных коэффициентах поляризации в выражении для γ_j^2 вместо K_j^2 следует взять $|K_j|^2$ и вместо выражения в квадратных скобках взять его модуль.

Наконец, третий, наиболее формальный способ нахождения коэффициентов циклотронного поглощения состоит в решении дисперсионного уравнения с компонентами тензора диэлектрической проницаемости, которые по известной методике могут быть найдены для произвольной функции распределения электронов [15, 18, 22, 23 и др.].

Отметим, что при нахождении коэффициентов циклотронного поглощения волн в безграничной плазме первые два способа также предполагают использование дисперсионного уравнения для определения показателей преломления и поляризации нормальных волн. Поэтому их применение в случае максвелловской плазмы оправдано лишь для высоких гармоник ($s \gg 2$) или вдали от центра линии поглощения на первой гармонике, где показатели преломления нормальных волн и их поляризация хорошо известны и определяются соответствующими выражениями для "холодной" магнитоактивной плазмы (см., например, [4, 19])^{*}.

^{*} В частности, выражение (6) позволяет вычислять коэффициенты поглощения на любой гармонике для произвольного типа волн. Однако трудностей, связанных с определением коэффициентов Γ и K для обыкновенной и необыкновенной волн

Решения дисперсионного уравнения, как правило, находят-ся методом возмущений при условии, что действительная часть волнового числа значительно превышает мнимую $\text{Re } k \gg \text{Im } k$. Такая ситуация, в частности, имеет место при циклотронном нагреве в тороидальных системах, где с хорошим запасом выполняется приближение плотной плазмы: в интервале углов распространения (2)

$$\omega_p^2 / \omega_n^2 n_j \beta_1 \cos \theta \gg 1, \quad (7a)$$

в интервале углов (3)

$$\omega_p^2 / \omega_n^2 \beta_1^2 \gg 1, \quad (7b)$$

где $\omega_p = (4\pi e^2 N_0 / m)^{1/2}$ — плазменная частота, $\omega_n = eH_0 / m_0 c$ — "холодная" гирочастота электронов, θ — угол между волновым вектором и магнитным полем.

Для максвелловской плазмы с нерелятивистской температурой при условии, что показатели преломления нормальных волн не очень сильно отличаются от единицы, в выражении (6) можно ограничиться первыми членами разложения функции Бесселя и их производных по аргументам. Кроме того, в интервале углов распространения (2) член с α_j в выражении (6) пренебрежимо мал по сравнению с остальными. С учетом этих упрощающих обстоятельств для плазмы с максвелловской функцией распределения электронов из (6) для гармоник $s \gg 2$ следует [18, 19]

$$\frac{\text{Im } k_j}{k_0} = \sqrt{\pi} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\sin^{2s-2} \theta}{|\cos \theta|} \frac{s^{2s}}{s! 2^{2s}} \beta_T^{2s-3} n_j^{2s-4} \times$$

$$\frac{(1 + K_j \cos \theta + \Gamma_j \cos \theta)^2}{1 + K_j} e^{-x_j^2} \quad (8)$$

Здесь k_0 — волновое число в вакууме, $\beta_T = v_{Te} / c = \sqrt{2T_e / m_0 c^2}$, $x_j = (\omega - s\omega_n) / n_j \beta_T \omega \cos \theta$, а показатели преломления и

на первой гармонике или для мод Бернштейна на произвольной гармонике гирочастот, значительно больше, чем при нахождении коэффициентов поглощения непосредственно из дисперсионного уравнения.

*) Приведенное здесь значение β_T в $\sqrt{2}$ раз отличается от используемых в монографиях [15, 19].

коэффициенты поляризации нормальных волн определяются хорошо известными выражениями для холодной плазмы:

$$n_j^2 = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - u \sin^2 \theta \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \theta + 4u(1-v)^2 \cos^2 \theta}} \quad (9)$$

$$K_j = \frac{2\sqrt{u}(1-v) \cos \theta}{u \sin^2 \theta \pm \sqrt{u^2 \sin^4 \theta + 4u(1-v)^2 \cos^2 \theta}},$$

$$\Gamma_j = \frac{v\sqrt{u} \sin \theta (1 + K_j \sqrt{u} \cos \theta)}{1 - u - v + uv \cos^2 \theta} \quad (10)$$

в которых $v = \omega_p^2 / \omega^2 = q/s^2$, $u = \omega_H^2 / \omega^2 = 1/s^2$, и верхний знак соответствует необыкновенной волне, нижний — обыкновенной.

На первой циклотронной гармонике выражение (6) вместе с (9)–(10) приводит к неверному результату в центральной части линии поглощения^{*)}; тем не менее, проведя разложение коэффициентов Γ_j и K_j вблизи $u = 1$ с точностью до членов порядка $(1-u)$, можно получить верную зависимость коэффициентов поглощения от плотности плазмы и угла распространения (см. [16]). При этом следует использовать форму линии поглощения, найденную из дисперсионного уравнения.

Поскольку для ЭЦ-нагрева представляют в основном интерес первые две циклотронные гармоники, остановимся на них более подробно. Коэффициенты циклотронного поглощения обыкновенной и необыкновенной волн в максвелловской плазме, отнесенные к волновому числу в вакууме для первых двух гармоник в интервале углов (2), могут быть представлены в одинаковом виде:

$$\frac{\text{Im } \kappa_j}{K_0} = \beta_T \Phi_j(\theta, q) f(z_j) \quad (11)$$

^{*)} Это обстоятельство связано с тем, что в центре линии поглощения учет тепловых поправок в тензоре диэлектрической проницаемости существенно меняет поляризацию волн, в частности коэффициенты Γ_j и K_j становятся комплексными.

где функции $\Phi_j(\theta, q)$ определяют зависимость коэффициентов поглощения от плотности и угла распространения, а функции $f(z_j)$ определяют форму линии поглощения. Для второй циклотронной гармоники $f(z_j) = \exp(-z_j^2)$, а вид Φ_j следует из выражения (8) при $s=2$. Для первой гармоники (см. [15,23]):

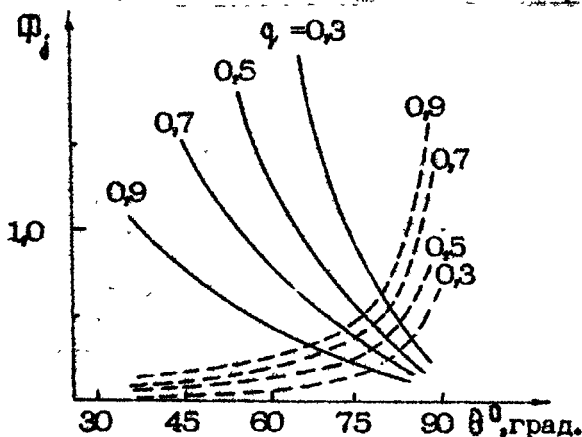
$$f(z_j) = \frac{e^{-z_j^2}}{1 + \frac{\pi}{4} \left(\int_0^{z_j} e^{-t^2} dt \right)^2}, \quad (12)$$

а вид Φ_j определяется выражением [16]

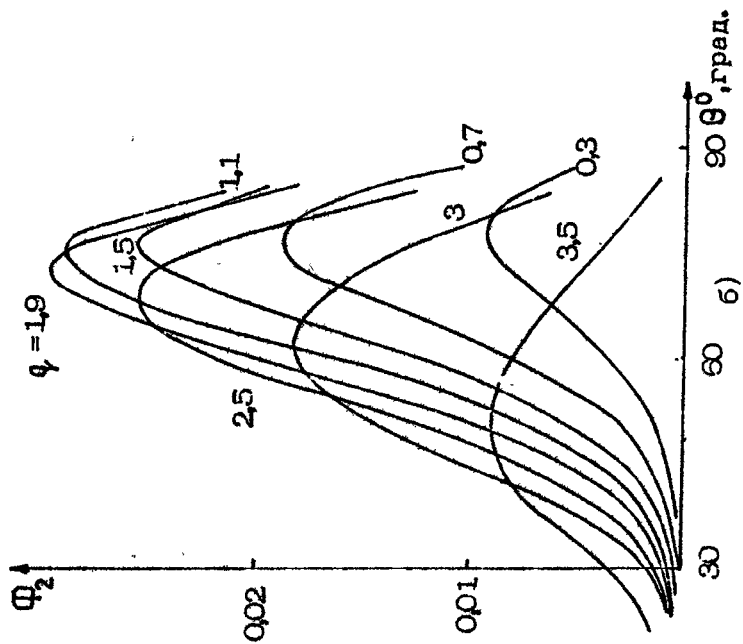
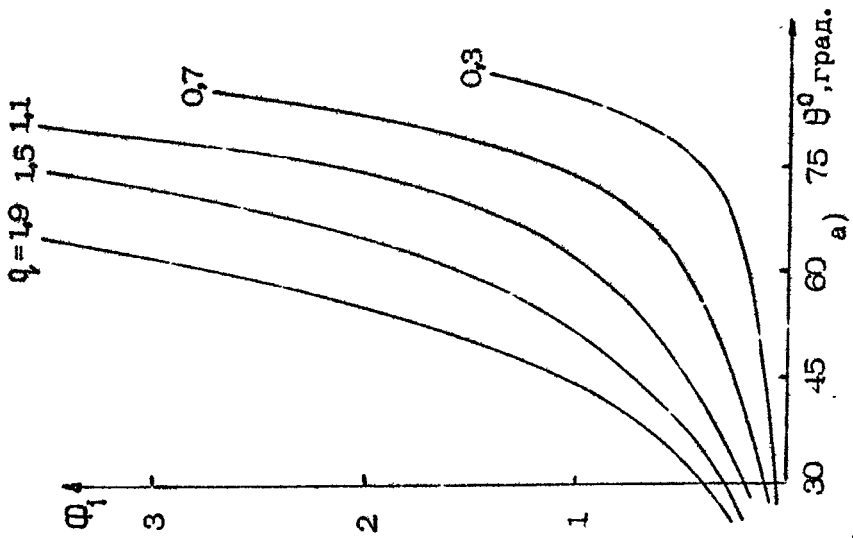
$$\Phi_j(\theta, q) = \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \frac{1}{1+K_j^2} \frac{\cos \theta}{q \sin^4 \theta} \left\{ 2(1-q \cos^2 \theta) + K_j \cos \theta [2(1-q) + q \tan^2 \theta] \right\}^2, \quad (13)$$

где в качестве K_j следует взять соответствующее выражение (10) при $u=1$.

На рис.1,2 приведены угловые зависимости Φ_j для электромагнитных волн на первых двух циклотронных гармониках при различных значениях параметра q . С приближением 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.



Р и с. 1. Угловые зависимости коэффициентов циклотронного поглощения на первой гармонике (сплошные линии - для необыкновенной волны, пунктир - для обыкновенной) [24,50]



Р и с. 2. Угловые зависимости коэффициентов циклогорного поглощения на второй гармонике: а - для необыкновенной волны, б - для обыкновенной [2]

Уменьшение поглощения необыкновенной волны на первой гармонике обусловлено особенностью ее поляризации (при поперечном распространении поляризация в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, круговая, а направление вращения вектора электрического поля в волне противоположно направлению гировращения электронов. Несколько неожиданным, на первый взгляд, выглядит сильное поглощение обыкновенной волны, в которой при поперечном распространении вектор электрического поля направлен вдоль внешнего магнитного поля. Однако, как было показано выше, оно объясняется тем, что при учете конечного соотношения гирорадиуса электронов к поперечной длине волны взаимодействие электронов с этой компонентой переменного поля является достаточно эффективным (см. также [7]).

Сильное поглощение может испытывать необыкновенная волна на первой гармонике при наклонном распространении по отношению к магнитному полю. Поглощение обыкновенной волны на второй гармонике невелико. На более высоких гармониках поглощение обеих нормальных волн еще меньше*).

ОПТИЧЕСКАЯ ТОЛЩИНА ТОРОИДАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ДЛЯ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН ПРИ КВАЗИПОПЕРЕЧНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ

При циклотронном нагреве плазмы в тороидальных системах наиболее естественным и простым с технической точки зрения представляется ввод излучения в направлении, близком к перпендикулярному относительно тороидального магнитного поля. Формально при этом можно считать выполненным условие квазипоперечного распространения ($\sqrt{\mu} \sin^2 \theta \gg$

$\gg |1 - \nu \cos \theta|$), которое позволяет существенно упростить выражения (9)–(10) для β_j^2 , K_j и Γ_j .

Приведем здесь сводку приближенных выражений для коэффициентов циклотронного поглощения, применимость которых ограничена интервалом углов

$$\beta_T \ll \left| \frac{\pi}{2} - \theta \right| \ll 1 \quad (14)$$

* Начиная с $s=2$, при увеличении на единицу номера гармоники в коэффициентах поглощения каждый раз появляется дополнительный множитель порядка β_T^2 (см. (8)).

при условии, что показатели преломления нормальных волн не отличаются существенно от единицы.

На первой гармонике [16] для необыкновенной волны

$$\frac{\text{Im}k_1}{k_0} = \frac{\beta_r}{4\sqrt{x}} \frac{\cos\theta}{q} [2+q(1-q)]^2 f(x_1), \quad (15)$$

для обыкновенной волны

$$\frac{\text{Im}k_2}{k_0} \approx \frac{\beta_r}{4\sqrt{x}} \frac{q}{\cos\theta} f(x_2), \quad (16)$$

функция $f(x)$ в формулах (15), (16) определена соотношением (12).

На более высоких гармониках ($s > 2$) - для необыкновенной волны

$$\frac{\text{Im}k_1}{k_0} \approx \frac{\sqrt{x} q}{\cos\theta} \frac{s^{2s-2}}{s! 2^{2s}} \beta_r^{2s-3} \left[\frac{s^2-1-q\left(1-\frac{1}{s}\right)}{s^2-1-q} \right]^2 \left[\frac{s^2-1-2q+\frac{q^2}{s^2}}{s^2-1-q} \right] e^{-x_1^2}, \quad (17)$$

для обыкновенной волны

$$\frac{\text{Im}k_2}{k_0} \approx \sqrt{x} q \cos\theta \left(1-\frac{1}{s}\right)^2 \left(1-\frac{q}{s^2}\right)^s \frac{s^{2s}}{s! 2^{2s}} e^{-x_2^2} \beta_r^{2s-3}. \quad (18)$$

Важным параметром, определяющим поглощение излучения при его однократном прохождении через плазменный шнур, является оптическая толщина плазмы для того или иного типа нормальных волн, определяемая как $\tau_j = \int 2 \text{Im} \bar{k}_j d\bar{l}$, где интегрирование производится вдоль лучевой траектории. Доля энергии излучения, прошедшая через область поглощения, определяется величиной $e^{-\tau_j}$. Таким образом, оптическая толщина $\tau \gg 1$ означает практически полное поглощение излучения при однократном проходе через плазму, а $\tau \ll 1$ означает, что поглощается лишь его малая часть. В тороидальных системах из-за неоднородности магнитного поля ширина зоны циклотронного поглощения по порядку величины равна $R \beta_r n_j \cos\theta$ (где R - большой радиус тора) и, как правило, значительно меньше характерных масштабов изменения параметров плазмы. В этих условиях можно считать, что излучение в зоне циклотронного резонанса распространяется в виде плоской волны с неизменным направлением волнового вектора \bar{K} и единственным изменяющимся параметром является величина магнитного поля. В такой идеализации нетрудно

определить оптическую толщину плазмы для нормальных волн.

Подставляя в выражение для оптической толщины коэффициенты поглощения (15)–(18) и заменяя интегрирование по $d\varrho$ интегрированием по переменной гирочастоте в бесконечных пределах, находим:

а) для необыкновенной волны на первой гармонике [24]

$$\tau_1(\omega \approx \omega_H) = \frac{\pi}{2} \frac{T_e}{mc^2} \cos^2 \theta \frac{1}{q} [2 + q(1-q)]^2 \kappa_1 R, \quad (19)$$

где κ_1 – волновое число необыкновенной волны в зоне поглощения;

б) для обыкновенной волны на первой гармонике

$$\tau_2(\omega \approx \omega_H) = \frac{\pi}{2} \frac{T_e}{mc^2} q \kappa_2 R; \quad (20)$$

в) для необыкновенной волны на второй гармонике [25]

$$\tau_1(\omega \approx 2\omega_H) = \frac{\pi}{2} \frac{T_e}{mc^2} q \kappa_1 R \left(\frac{3-q/2}{3-q} \right)^2; \quad (21)$$

г) для обыкновенной и необыкновенной волн на второй и более высоких гармониках ($s \geq 2$)

$$\tau_1(\omega \approx s\omega_H) = \pi \left(\frac{T_e}{mc^2} \right)^{s-1} q \kappa_1 R \frac{s^{2s-2}}{s! 2^s} \left[\frac{s^2 - 1 - q \left(1 - \frac{1}{s} \right)}{s^2 - 1 - q} \right]^2 \left[\frac{s^2 - 1 - 2q + \frac{q^2}{s^2}}{s^2 - 1 - q} \right]^{2s-4}, \quad (22a)$$

$$\tau_2(\omega \approx s\omega_H) = \pi \left(\frac{T_e}{mc^2} \right)^{s-1} q \kappa_2 R \cos^2 \theta \frac{s^{2s}}{s! 2^s} \left(1 - \frac{1}{s} \right)^2 \left(1 - \frac{q}{s^2} \right)^s. \quad (22b)$$

Выражения (19)–(22) получены в предположении, что направление распространения излучения близко к направлению градиента магнитного поля, и также, как и выражения (15)–(18), применимы в интервале углов (14).

Оптические толщины плазмы для обыкновенной волны на первой гармонике и для необыкновенной волны на второй и более высоких гармониках не зависят от угла распространения в пределах соотношения (14). Отметим, что при одних и тех же параметрах плазмы оптическая толщина для необыкновенной волны на второй гармонике примерно в два раза больше, чем оптическая толщина для обыкновенной волны на первой гармонике. Оптическая толщина для необыкновенной волны на первой гармонике и для обыкновенной волны на вто-

рой и более высоких гармоник резко падает с приближением θ к $\pi/2$. Для современных систем (скажем, масштаба Т-10) поглощение на одном проходе велико для обыкновенной волны на первой гармонике и необыкновенной волны на второй гармонике. Сильное поглощение может испытывать также необыкновенная волна на первой гармонике при условии, что угол ее распространения по отношению к магнитному полю достаточно отличен от $\pi/2$.

Для высших номеров гармоник циклотронное поглощение на одном проходе невелико при любых мыслимых параметрах плазмы в современных системах. В установках масштаба реактора плазма, возможно, будет оптически толстой для необыкновенной волны на третьей гармонике и для обыкновенной волны — на второй.

ЦИКЛОТРОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН

Неравенство (2) исключает из рассмотрения довольно узкий интервал углов распространения вблизи направления, перпендикулярного магнитному полю. Для грубой оценки эффектов по порядку величины можно пользоваться приведенными выше результатами и в интервале углов (3), заменив во всех выражениях $n_z \cos \theta$ на β_T . Это относится к ширине линии поглощения и к размеру резонансной области в плазме, а также к коэффициентам поглощения и оптическим толщинам. Тем не менее для полноты картины приведем здесь также строгие результаты, полученные для интервала углов (3).

Основным качественным отличием циклотронного поглощения в интервале углов (3) является модификация линии поглощения, которая при переходе от углов распространения (2) к (3) становится асимметричной и при строго поперечном распространении обрывается в сторону частот, лежащих выше гармоник "холодной" гирочастоты (см. ниже).

Отметим, что во всех случаях, представляющих практический интерес, в интервале углов (3) выполнены условия квазипоперечного приближения.

Поглощение обыкновенной волны, распространяющейся поперек магнитного поля, может быть получено из выражения (6), где коэффициент поляризации K следует считать бесконечным; при этом учитывается лишь последний член в квадратных скобках, вклад которого пренебрежимо мал при распространении волн в интервале углов (2). На первой гармонике коэффициент циклотронного поглощения обыкновенной волны при поперечном распространении определяется выражением [16,26]

$$\frac{J_m K_2}{K_2} (\omega \approx \omega_H) = \begin{cases} \frac{2\sqrt{\pi}}{15} q^{\frac{5}{2}} e^{-z} & z > 0, \\ 0 & z < 0, \end{cases} \quad (23)$$

где $z = \frac{2(\omega_H - \omega)}{\omega_H \beta_T^2}$.

Интегрирование коэффициента поглощения (23) вдоль координаты, параллельной градиенту тороидального магнитного поля, приводит для оптической толщины к выражению (17). Это позволяет надеяться, что выражение (17) применимо во всем переходном интервале углов распространения от области (2) до области (3); хотя строго этот вопрос не исследован*).

Аналогично из выражения (6) могут быть получены коэффициенты циклотронного поглощения для обыкновенной волны при поперечном распространении на более высоких гармониках:

$$\frac{J_m K_2}{K_2} (\omega = s\omega_H) = \frac{2^{2-s} s^{2s-2}}{s!(2s+3)!!} \sqrt{\pi} q n_2^{2s-2} \beta_T^{2s-2} z^{s+\frac{3}{2}} e^{-z}, \quad (24)$$

где $z = 2(s\omega_H - \omega)/s\omega_H \beta_T^2$, $n_2^2 = 1 - q/s^2$, поглощение отлично от нуля лишь при $z > 0$. Выражение (24) при $s=1$ переходит в (23). Оптическая толщина, соответствующая коэффициенту поглощения (24), равна:

* Исследование это осложнено тем обстоятельством, что на поглощение волн на первой гармонике в переходном интервале углов существенное влияние оказывают поправки к поляризации нормальных волн, обусловленные тепловым движением электронов плазмы.

$$\tau_2(\omega \approx s\omega_H) = \pi q \kappa_2 R \left(\frac{T_e}{mc^2} \right)^{2s} \frac{s^{2s-2}}{2^s} \left(1 - \frac{q}{s^2} \right)^{s-1}. \quad (25)$$

Для необыкновенной волны на первой гармонике, распространяющейся поперек магнитного поля, поляризационные поправки, обусловленные тепловым движением, существенно влияют на циклотронное поглощение, что делает затруднительным использование формулы (6). Из решения дисперсионного уравнения в приближении $q/\beta_T^2 \gg 1$ следует*

$$\frac{J_{m\kappa_1}}{\kappa_1} \left(\omega \approx \omega_H, \theta \approx \frac{\pi}{2} \right) = \frac{2\sqrt{\pi}}{75} \beta_T^2 (2-q) \chi^{3/2} e^{-\chi} \left[\frac{q\chi^2}{14} + \frac{(5/2-q)^2}{q|1|^2} \right], \quad (26)$$

где $F(\chi) = \frac{4}{3} \left\{ \frac{1}{2} + \chi + \sqrt{\pi} \chi \sqrt{-\chi} e^{-\chi} [\Phi(\sqrt{-\chi}) - 1] \right\}$, $\Phi(x) = 2/\sqrt{\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt$ - интеграл вероятности, $\chi = 2(\omega_H - \omega)/\omega_H \beta_T^2$ (поглощение отлчно от нуля лишь при $\chi > 0$). Соответствующая оптическая толщина равна [27]:

$$\tau_1 \left(\omega \approx \omega_H, \theta = \frac{\pi}{2} \right) = \pi \kappa_1 R (2-q) \left(\frac{T_e}{mc^2} \right)^2 \left(\frac{1}{4} q - 1 + \frac{5}{4q} \right). \quad (27)$$

На гармониках $s \geq 2$ поглощение необыкновенной волны, распространяющейся поперек магнитного поля, определяется выражением (6), где коэффициент поляризации K следует взять равным нулю:

$$\frac{J_{m\kappa_1}}{\kappa_1} = \frac{2^{2-s} s^{2s-2}}{s!(2s+1)!!} \sqrt{\pi} q n_1^{2s-4} (1+\Gamma_1)^2 \beta_T^{2s-4} \chi^{s+1/2} e^{-\chi}, \quad (28)$$

$$\text{где } n_1 = \frac{s^2 - 1 - 2q + q^2/s^2}{s^2 - 1 - q}, \quad \Gamma_1 = \frac{s^2 - 1 - q(1-1/s)}{s^2 - 1 - q},$$

$\chi = 2(s\omega_H - \omega)/s\omega_H \beta_T^2$ (поглощение есть лишь при $\chi > 0$).

Интегрирование (28) вдоль луча, распространяющегося в направлении градиента магнитного поля, приводит опять к выражению (22а) для оптической толщины.

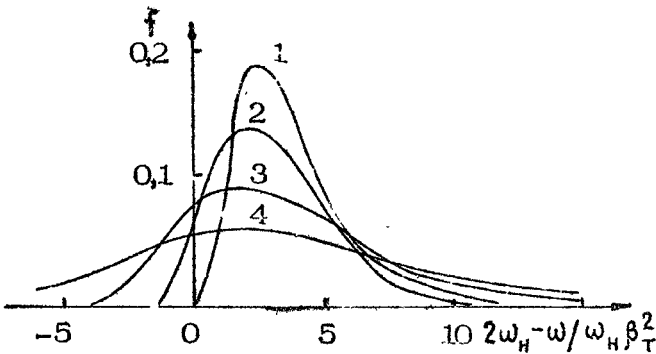
Для необыкновенной волны на гармониках $s \geq 2$ интегрированием (8) можно получить для коэффициентов циклотронного поглощения выражения, пригодные для углов распростра-

* Соответствующее выражение в работе [16] приведено неточно.

нения (2) и (3), а также во всем переходном интервале углов от (2) к (3)*):

$$\frac{J_{m\kappa_1}}{\kappa_1} (\omega = s\omega_H) = \frac{\pi}{2} q n_1^{2s-4} (1 + \Gamma_1)^2 \beta_T^{2s-4} \left(\frac{s}{2}\right)^{2s-2} \frac{1}{s!} \times \\ \times \left(\sqrt{1 + 2z/\alpha}\right)^{s+1/2} I_{s+1/2} (\alpha\sqrt{1 + 2z/\alpha}) e^{-z} e^{-\alpha}, \quad (29)$$

где $\alpha = n_1^2 \cos^2 \theta mc^2 / T_e$, $z = 2(s\omega_H - \omega) / s\omega_H \beta_T^2$, $n_1^2 = (s^2 - 1 - 2q + q^2/s) / (s^2 - 1 - q)$, $\Gamma = q/s(s^2 - 1 - q)$, $I_{s+1/2}$ - модифицированная функция Бесселя с полуцелым индексом. Поглощение отлично от нуля лишь при условии $2z/\alpha > -1$. На рис.3 иллюстрируется изменение формы линии поглощения в зависимости от угла распространения на второй циклотронной гармонике [28].



Р и с. 3. Форма линии циклотронного поглощения на второй гармонике при различных углах распространения: 1 - $\theta = 90^\circ$, 2 - $n^2 \cos^2 \theta = 3 T_e / mc^2$, 3 - $n^2 \cos^2 \theta = 10 T_e / mc^2$, 4 - $n^2 \cos^2 \theta = 30 T_e / mc^2$ [28]

Нетрудно показать, что интегрирование коэффициента поглощения (29) приводит к выражению (22а) для оптической толщины, которое, таким образом, пригодно во всем интервале углов $|\pi/2 - \theta| < 1$.

*1) Для второй гармонике соответствующее выражение получено в работе [28].

УСЛОВИЯ ДОСТУПНОСТИ И СПОСОБЫ ВВОДА СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМУ

Необходимым условием эффективного циклотронного нагрева является возбуждение волны требуемого типа в центральной части плазменного шнура. Имея в виду квазиоптический ввод излучения в тороидальную систему, можно указать весьма простые критерии доступности, исходя из условий прозрачности плазмы для соответствующих плоских волн:

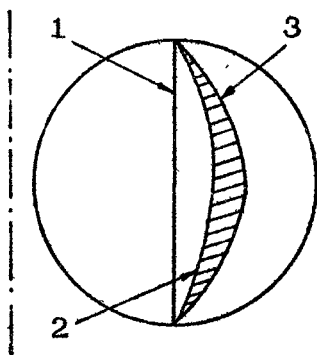
а) для обыкновенной волны на первой гармонике необходимо, чтобы в центре шнура параметр q был меньше единицы ($\omega_p^2 < \omega_n^2$); ввод излучения эффективен из любого доступного места на поверхности тороидальной камеры;

б) для необыкновенной волны на первой гармонике существует интервал непрозрачности ($n^2 < 0$) между поверхностями отсечки и верхнегибридного резонанса, которые смещены относительно области циклотронного резонанса наружу от главной оси токамака (рис.4); в этих условиях лишь при внутреннем вводе излучения возможно распространение необыкновенной волны до области циклотронного резонанса; условие прозрачности центральной части шнура имеет при этом вид $q < 2$ ($\omega_p^2 < 2 \omega_n^2$);

в) для необыкновенной волны на второй гармонике центральная часть плазменного шнура достижима независимо от направления ввода при условии, что $q < 2$ в центре шнура.

В зависимости от выбора типа волны и направления ввода СВЧ-излучения в плазму возможны следующие схемы ЭЦ-нагрева.

Р и с. 4. Области распространения необыкновенной волны в токамаке на первой циклотронной гармонике: 1 – поверхность ЭЦР, 2 – поверхность верхнегибридного резонанса (ВГР), 3 – поверхность отсечки для необыкновенной волны; заштрихована область непрозрачности ($n^2 > 0$)



Наиболее перспективным для использования в крупных установках представляется наружный ввод СВЧ-мощности на первой циклотронной гармонике в виде обыкновенной волны в направлении возрастания тороидального магнитного поля, обеспечивающий хороший доступ для подключения системы ввода к тороидальной камере. Эта схема была реализована в экспериментах на T-10 [29], JFT-2 [30], Doublet III [31], PDX [32], где была продемонстрирована ее высокая эффективность.

Внутренний ввод необыкновенной волны на первой циклотронной гармонике весьма популярен при использовании его на установках небольших размеров [33-38], в которых поглощение обыкновенной волны при одном проходе невелико. Наряду с непосредственным циклотронным поглощением необыкновенной волны в зоне циклотронного резонанса, которое может быть велико при наклонном (по отношению к \vec{H}_0) распространении, здесь работает еще один механизм поглощения [39-41]. Излучение, прошедшее зону циклотронного резонанса, достигает области верхнегибридного резонанса, от которой отражается, испытывая полную трансформацию в электростатическую моду. Эта мода снова достигает области циклотронного резонанса, где уже полностью поглощается в виде моды Бернштейна.

При нагреве на второй гармонике также возможен внешний ввод излучения в плазму. Такая схема нагрева была применена на токамаке T-10, когда он работал в режиме с пониженным значением магнитного поля [42], и на установках Tosca [43], Levitron [44]. 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.

Наконец следует упомянуть еще одну схему ЭЦ-нагрева, которая к настоящему времени нигде не была реализована, но которая в принципе допускает нагрев при сколь угодно высокой плотности плазмы. Речь идет об использовании так называемой " π -трансформации", при которой обыкновенная волна вводится со стороны меньшего магнитного поля под вполне определенным углом к нему, что обеспечивает ее полную трансформацию в необыкновенную волну* в области кри-

*Мы здесь используем наименование нормальных волн, принятые в работах [18-20] и др.

гической плотности [45-47]. Эта волна, отражаясь от области примерно удвоенной критической плотности, попадает в область верхнегибридного резонанса, где трансформируется в электростатическую моду, которая в конечном итоге поглощается в виде моды Бернштейна. Эффективность такого способа нагрева весьма критична по отношению к углу ввода излучения в плазму [48,49]. Коэффициент трансформации волн в области критической плотности определяется экспонентой [49] $\exp\left[-\frac{\pi}{\sqrt{2}} k_0 L (\alpha^2 + 2\Delta\theta^2)\right]$, где L - масштаб изменения плотности плазмы; α - отклонение угла ввода от плоскости (\vec{H}, \vec{V}_n) ; θ - оптимальный угол ввода в плоскости (\vec{H}, \vec{V}_n) , который близок к 45° ; $\Delta\theta$ - отклонение угла ввода от оптимального в этой плоскости. Перспективы использования этого способа нагрева в больших системах представляются проблематичными, поскольку уже при характерных параметрах установки масштаба Т-10 допустимая ширина диаграммы направленности системы ввода составляет один-два градуса.

Необходимо отметить, что использование для ЭЦ-нагрева определенной нормальной волны предполагает вполне определенную поляризацию падающего излучения. В общем случае поляризация нормальных волн эллиптическая и зависит от направления волнового вектора относительно магнитного поля [14]. Наиболее благоприятной является ситуация при квазипоперечном вводе в токамак, где излучение, линейно поляризованное вдоль (или поперек) тороидального магнитного поля, с высокой эффективностью возбуждает волну одного типа. При наклонном вводе излучения в токамак (см. [36]), а в случае стеллараторов и при квазипоперечном вводе, встает задача формирования излучения с заданной эллиптической поляризацией для эффективного возбуждения волны требуемого типа.

РАСЧЕТ ЛУЧЕВЫХ ТРАЕКТОРИЙ И ЦИКЛОТРОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ВДОЛЬ НИХ

Как уже отмечалось выше, благодаря малости длины волны излучения, используемого при ЭЦ-нагреве, по сравнению с характерными масштабами изменения параметров плазмы и магнитного поля в крупных тороидальных установках расче-

ты в приближении геометрической оптики позволяют с хорошей точностью находить распределение по плазменному шнуру выделяемой СВЧ-мощности. В этом приближении распространение волн трактуется как перенос энергии вдоль лучевых траекторий, уравнения которых могут быть записаны в следующем параметрическом виде:

$$\frac{d\xi_k}{d\tau} = \frac{\partial G}{\partial \eta_k}; \quad \frac{d\eta_k}{d\tau} = -\frac{\partial G}{\partial \xi_k}, \quad (30)$$

где ξ_k — произвольные пространственные координаты, η_k — компоненты градиента фазы вдоль лучевой траектории.

В качестве гамильтониана G можно взять дисперсионное уравнение для соответствующего типа волны в произвольном виде. Например, при расчете лучевых траекторий обыкновенных и необыкновенных волн можно использовать

$$G_{1,2} = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} - n_{1,2}^2(\omega_p, \omega_H, \omega, \theta), \quad (31)$$

где показатели преломления $n_{1,2}^2$ определяются соответствующими выражениями для холодной магнитоактивной плазмы. Задаваясь различными зависимостями распределения плотности и магнитного поля от координат, можно смоделировать условия распространения волн в произвольной трехмерной геометрии. Такие расчеты проводились для токамаков [24,37,46,47,50-58], стеллараторов [25], бампи-торов [59-61], тандемных ловушек [62-64].

Модифицируя выражение для гамильтониана G , можно рассчитывать лучевые траектории с учетом трансформации волн, если соответствующие волны находятся на одной дисперсионной ветви. Так, в работах [27,47,51-53] рассчитаны лучевые траектории необыкновенной волны при внутреннем вводе с учетом ее трансформации в электростатическую моду в области ВГ-резонанса и последующей трансформации в моду Бернштейна. В работах [46,47,51] найдены лучевые траектории для обыкновенной волны, вводимой в плотную плазму под оптимальным углом, с учетом ее трансформации в области критической плотности и всех последующих трансформаций.

Изменение интенсивности волн вдоль лучевых траекторий может быть описано уравнением для изменения оптической толщины:

$$\frac{d\tau_j}{d\ell} = 2Jm \kappa_j \cos \alpha_j, \quad (32)$$

где ℓ – координата вдоль лучевой траектории, α – угол между направлением луча и волновым вектором.

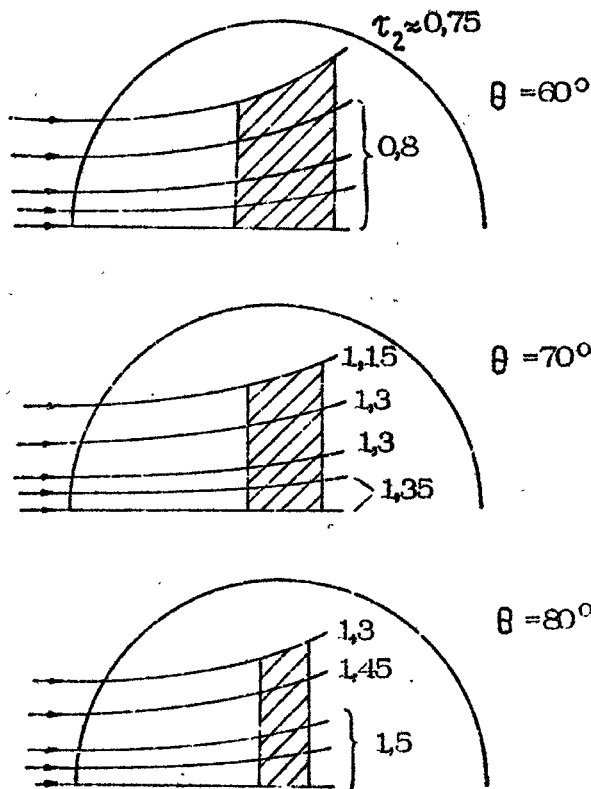
При расчете нагрева плазмы с учетом динамики теплопереноса важной характеристикой является мощность, выделяемая в заданном месте плазменного шнура. Строго говоря, для определения этой величины необходимо решать уравнение переноса интенсивности вдоль лучей с учетом расходимости лучевых трубок (т.е. изменения их сечения). Однако реально для расчета нагрева в тороидальных системах достаточно упрощенного подхода, в котором диаграмма направленности облучателя разбивается на достаточно большое количество тонких лучей, в каждом из которых задана переносимая вдоль луча энергия. В таком приближении энергия выделяется в бесконечно малом объеме вблизи лучевой трубки. При этом количество энергии, выделяемое в единицу времени на участке $d\ell$ i -го луча, определяется выражением

$$\frac{dW}{dt d\ell} = P_{oi} e^{-\tau_i(\ell)} \frac{d\tau_i}{d\ell}, \quad (33)$$

где P_{oi} – мощность, излучаемая антенной в i -й луч; $\tau_i(\ell)$ – оптическая толщина плазмы от облучателя до участка $d\ell$; $d\tau/d\ell$ – изменение оптической толщины на участке $d\ell$, определяемое уравнением (32).

Расчеты лучевых траекторий и циклотронного поглощения применительно к конкретным тороидальным системам в настоящее время проводятся достаточно широко. Распределение плотности плазмы по малому сечению тора аппроксимируется обычно параболическим, учитывается также изменение величины тороидального магнитного поля. В расчетах, связанных с трансформацией в электростатические моды, учитываются более тонкие детали, такие как распределение температуры плазмы по малому сечению, шир магнитного поля, профиль тока и т.д. Не будем приводить здесь исчерпывающего анализа многочисленных проведенных расчетов, а ограничимся лишь некоторыми иллюстрирующими примерами.

На рис.5 приведен один из первых результатов по расчету лучевых траекторий при ЭЦ-нагреве применительно к установке Т-10 [24]. Расчеты проведены для плазмы с плотно-



Р и с. 5. Проекция лучевых траекторий на малое сечение тора при внешнем вводе обыкновенной волны в установку с параметрами Т-10 [24]

стью $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в центре шнура и электронной температурой $T_e \approx 1 \text{ кэВ}$ при напряженности магнитного поля $H_0 \approx 3 \text{ Т}$ в центре камеры. На рисунке изображены картины лучевых траекторий в проекции на малое сечение тора, возникающие при облучении плазмы плоскопараллельным пучком обыкновенных волн; ширина пучка равна примерно малому радиусу тора, частота излучения равна гирочастоте электронов в центре шнура. Область выделения СВЧ-мощности в плазме заштрихована, цифры на лучевых траекториях обозначают оптическую толщину. На рисунке изображены три разных случая, соответствующих различным углам ввода по отношению к магнитному полю. Картины лучевых траекторий весьма просты, а полученное циклотронное поглощение хорошо соответствует аналитическим оценкам, сделанным на основании соответствующих выражений для квазипоперечного распростра-

нения. Концентрация плазмы в максимуме соответствует примерно половине критической; при ее увеличении рефракция становится весьма заметной, что приводит к смещению области выделения энергии к периферии плазменного шнура.

Более разнообразны картины лучевых траекторий, соответствующие внутреннему вводу необыкновенной волны с учетом ее дальнейшей трансформации в области верхнего гибридного резонанса. На рис.6 показаны проекции таких траекторий на малое сечение тора применительно к экспериментам по ЭЦ-нагреву на токамаке ФТ-1 в Физико-техническом институте им.А.Ф.Иоффе [5,27,52]. Плотность плазмы в максимуме составляет 60% критической, угол ввода по отношению к магнитному полю $\theta = 48^\circ$. Обращает на себя внимание тот факт, что область выделения энергии значительно удалена от зоны циклотронного резонанса, что связано со спецификой циклотронного поглощения бернштейновской моды. Выделение энергии в зоне циклотронного резонанса, обусловленное непосредственным поглощением необыкновенной волны, невелико из-за малой оптической толщины. Такая ситуация может иметь место и в крупных установках масштаба Т-15, если ввод необыкновенной волны осуществлять почти поперек магнитного поля. На рис.7 показан вариант нагрева центральной области токамака Т-15 при высокой плотности плазмы в центре шнура: $n \approx 1,6 n_c$. Угол ввода $\theta = 87^\circ$ по отношению к магнитному полю обеспечивает малое поглощение необыкновенной волны в зоне циклотронного резонанса. Эта зона должна быть сильно смещена к внутренней части тора для того, чтобы выделение энергии бернштейновских волн происходило в центральной части шнура.

Последний пример относится к расчету лучевых траекторий при ЭЦ-нагреве с использованием χ -трансформации в области критической плотности [37]. На рис.8 показана лучевая траектория в экваториальном сечении тора. Угол ввода по отношению к магнитному полю выбран из тех соображений, чтобы обеспечить полную трансформацию в области критической плотности. Характерные точки на лучевой траектории следующие: А - точка χ -трансформации обыкновенной волны в необыкновенную в области критической плотности, С - точка отражения необыкновенной волны, В - точка отражения и трансформации необыкновенной волны в электростатическую моду в области верхнегибридного резонанса.

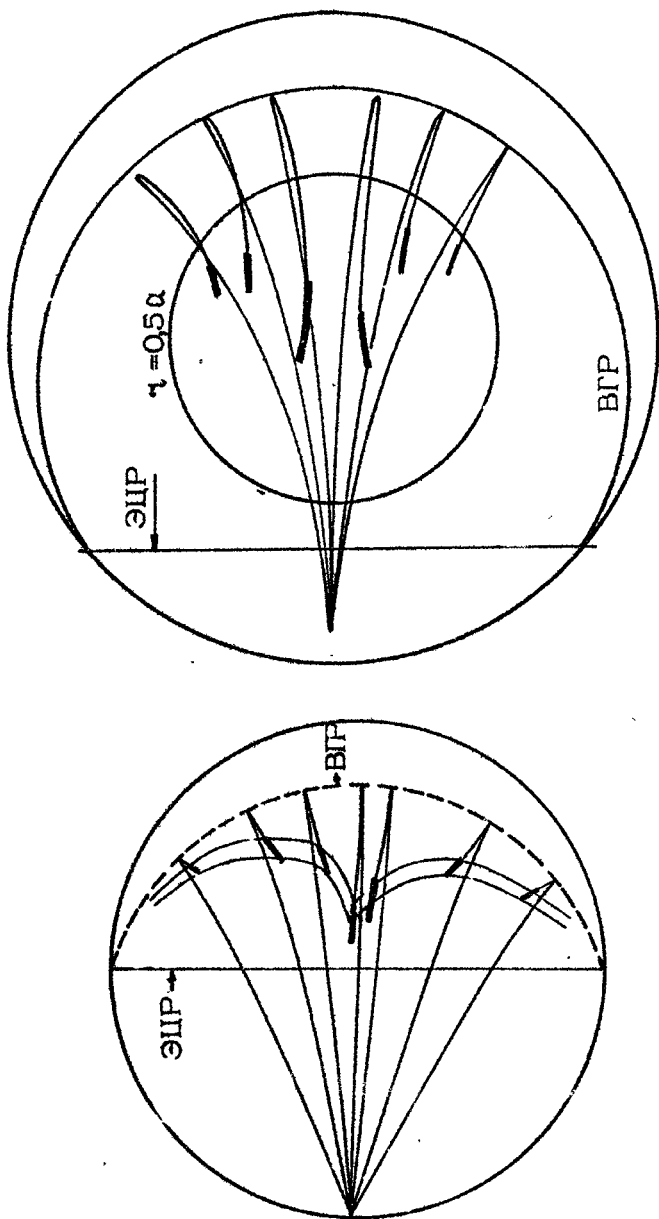


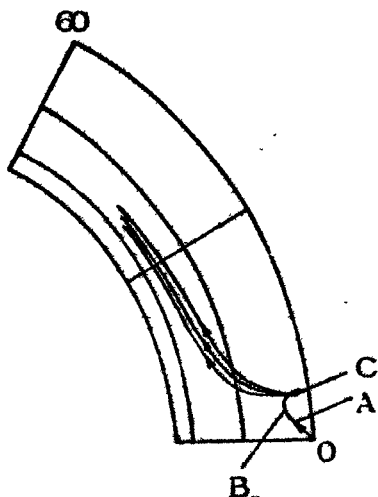
Рис.6

Рис.7

Р и с. 6. Лучевые траектории в проекции на малое сечение тора, соответствующие внутреннему вводу необыкновенной волны в экспериментах на ФТ-1 (жирными линиями на лучевых траекториях указаны участки выделения энергии) [5,27].

Р и с. 7. Вариант нагрева центральной области Т-15 при внутреннем вводе необык-

Расчеты проведены для токамака с параметрами, соответствующими установке JPP-III (большой радиус 91 см, малый - 17 см), плотность плазмы в максимуме составляет величину $2,25 n_{кр}$, разные траектории для электростатической моды соответствуют различным значениям электронной температуры, лучевая траектория до области верхнегибридного резонанса рассчитана в приближении холодной магнитоактивной плазмы и, естественно, от электронной температуры не зависит.



Р и с. 8. Лучевая траектория при ЭЦ-нагреве с использованием π -трансформации [37]

Из более сложных кодов можно отметить расчеты (см. [5,27]), учитывающие многократные отражения волн от стенок камеры с взаимной трансформацией обыкновенной и необыкновенной волн, использование которых позволило объяснить эффективный нагрев плазмы в токамаке ФТ-1 при плотности плазмы в максимуме, превышающей утроенную критическую [35], а также коды, в которых расчет лучевых траекторий и циклотронного поглощения вдоль них включен в общую схему расчета энергобаланса и процессов переноса в тороидальных системах [56,59].

ОБ ОТКЛОНЕНИЯХ ОТ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛН ЧЕРЕЗ ОБЛАСТИ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

В этом разделе кратко остановимся на некоторых обсуждающихся в литературе моментах, связанных с нарушениями геометрической оптики.

Во-первых, это вопрос об отражении волн от области циклотронного резонанса. Хотя в плотной плазме (см. (7а), (7б)) поправки к показателю преломления (как мнимые, так и действительные) невелики, характерный масштаб их изменения может быть значительно меньше, чем в нерезонансных областях:

$$L_{\text{рез.}} \approx R \max \left\{ \beta_T^2, n_i \cos \theta \beta_T \right\},$$

где R — большой радиус тороидальной системы.

В связи с этим можно ожидать повышенного отражения от области циклотронного резонанса. С другой стороны, физически ясно, что в двух предельных случаях очень малой и очень большой оптической толщины резонансного слоя отражение должно быть невелико: в первом случае из-за того, что оптически тонкий слой вообще мало меняет структуру волны в резонансной области, а во втором случае из-за очень плавного масштаба изменения показателя преломления даже в резонансной области. Детальное численное исследование, предпринятое в [65] для обыкновенной волны, нормально падающей на резонансную область, показало, что максимально возможный коэффициент отражения достигается при падении со стороны слабого магнитного поля, но его значение не превышает величины порядка 2% по интенсивности.

Вторая особенность связана, по существу, с тем же эффектом "быстрой" зависимости резонансных добавок к тензору диэлектрической проницаемости от величины магнитного поля, или, точнее говоря, от расстройки частоты волны относительно гирочастоты электронов. Например, дисперсионное уравнение для нормальных волн вблизи гирочастоты, распространяющихся в интервале углов (2), может быть представлено в виде [15,23]

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = n_{12}^2(\omega) + \beta_T \Phi_j(q, \theta) f(z_j), \quad (34)$$

$$z_j = (\omega - \omega_n) / \omega_n n_j \beta_T \cos \theta, \quad (34)$$

где второй член является малым по сравнению с первым. Специфика этого дисперсионного уравнения состоит в том, что при большой плотности ($q \approx 1$) оно имеет решение при любой заданной частоте, в котором $\Im m k_j \ll k_j$ и которое находится методом возмущений. Тем не менее при фиксированном k отсутствуют решения в центре линии циклотронного поглощения ($|\operatorname{Re}(\omega - \omega_n)| \leq \omega_n n_j \beta_T \cos \theta$) с малой мнимой поправкой к частоте. Дело в том, что малая поправка к волновому числу k в следующем порядке метода возмущений мало меняет аргумент функции $f(z_j)$, что не всегда можно сказать про малую поправку к частоте. Для нахождения этой поправки необходимо выполнение более жесткого условия^{*}

$$\Im m \omega_j \ll \omega_j n_j \beta_T \cos \theta. \quad (35)$$

Для рассматриваемого нами здесь интервала углов, соответствующих квазипоперечному распространению, наиболее сильное ограничение на плотность плазмы неравенство (35) дает применительно к обыкновенной волне. Для нее временной декремент затухания в центре линии поглощения имеет смысл лишь в том случае, если плотность плазмы ограничена неравенством

$$q \ll 4\sqrt{x} \cos^2 \theta \quad (36)$$

в интервале углов (2) или неравенством

$$q \ll \frac{15}{4\sqrt{x}} \beta_T^2 \quad (37)$$

в интервале углов (3). При таких плотностях применима обычная связь между временным и пространственным коэффициентами затухания

$$\Im m \omega = v_{gr} \Im m k \cos(\vec{k} \vec{v}_{gr}),$$

в которой групповая скорость определена как производная $d\omega/d\vec{k}$ из дисперсионного уравнения для холодной плазмы.

При более высоких плотностях производная $d\omega/d\vec{k}$ теряет смысл понятия групповой скорости, т.е. скорости, с кото-

^{*} Этому же условию должна удовлетворять и действительная поправка к частоте.

рой распространяется высокочастотный импульс с достаточно плавной огибающей. Формально это проявляется в том, что производная $d\omega/dk$, найденная из дисперсионного уравнения (34), при нарушении условия (36) является комплексной величиной, в которой мнимая часть может быть порядка действительной. Фактически же это проявляется в том, что высокочастотный импульс, который сформирован вне резонансной области, в резонансной области достаточно быстро меняет форму огибающей из-за дисперсии $\text{Im}k_y(\omega)$; в результате теряется смысл утверждение о распространении импульса с неизменной огибающей с некоторой групповой скоростью*).

Для расчета лучевых траекторий при квазистационарном нагреве это обстоятельство несущественно, поскольку уравнения (30) не предполагают дифференцирования дисперсионного соотношения по частоте. Тем не менее, если в гамильтониан уравнений (30) включить и резонансную добавку (см. (34)), то в уравнениях для лучевых траекторий тоже появляется мнимая часть, которая не является малой. Например, для обыкновенной волны производные по координатам в уравнениях (30), обусловленные дисперсионным уравнением в приближении "холодной" магнитоактивной плазмы, имеют порядок величины $\omega^{-2} d\omega_p^2/dR$, а производные, обусловленные малой резонансной добавкой к дисперсионному уравнению, имеют порядок величины $\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{1}{\cos^2 \theta} \frac{1}{\omega_n} \frac{d\omega_n}{dR}$. Метод геометрической оптики для такой ситуации не разработан, и в случае заметной рефракции ход лучей в резонансной зоне остается неясным.

Применительно к циклотронному нагреву в конкретных тороидальных системах, по-видимому, достаточно оправданным является построение лучевых траекторий с использованием показателей преломления нормальных волн в холодной магнитоактивной плазме. Дело в том, что размер резонансной зоны, равный по порядку величины $R \beta_T^2$, как правило, значительно меньше размеров плазменного шнура; с другой стороны, характерные масштабы изменения показателя преломления (как мнимой, так и действительной части) велики по

* Все вышесказанное в равной степени относится и к распространению волн вблизи второй циклотронной гармоники.

сравнению с длиной волны^{*1}. Поэтому разумно ожидать, что волны, пересекающие резонансную зону примерно в направлении градиента магнитного поля, мало отличаются от плоских. В силу малости размера резонансной зоны лучевые траектории внутри нее мало отличаются от прямолинейных; их более детальное поведение не важно, особенно при условии почти полного поглощения энергии волны при однократном прохождении резонансной зоны.

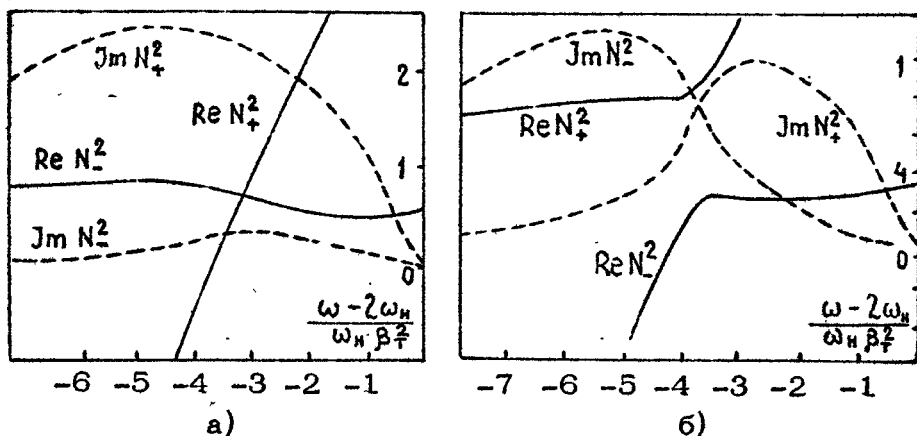
Таким образом, для реальных приложений вполне допустимо расчет лучевых траекторий производить в приближении "холодной" плазмы, а циклотронного поглощения вдоль них — в соответствии с выражениями для $\text{Im} k_z$ в однородной плазме.

Еще одно отличие от геометрической оптики связано с поперечным распространением необыкновенной волны на второй гармонике в плотной плазме [66–68]. Суть эффекта ясна из рис.9, на котором приведены зависимости действительной и мнимой частей показателей преломления необыкновенной волны и моды Бернштейна вблизи второй гармонике от величины магнитного поля. При малых плотностях ($q < q^* \approx 1,12$) дисперсионные кривые, соответствующие зависимостям реальных частей показателя преломления этих волн от магнитного поля, пересекаются (рис.9,а). Без учета резонансного поглощения такой тип линейного взаимодействия волн соответствует полной трансформации необыкновенной волны в необыкновенную же, но лежащую на другой дисперсионной ветви. В случае плотной плазмы ($q > q^*$) дисперсионные кривые $\text{Re } n^2(\omega_n)$ расщепляются, так что движению вдоль одной дисперсионной кривой соответствует переход от необыкновенной волны к моде Бернштейна или наоборот (рис.9,б). Возникает типичная задача о линейном взаимодействии волн при плавном изменении магнитного вдоль направления распространения со специфической особенностью — наличием значительной мнимой части квадрата показателя преломления на обеих ветвях.

Решение задачи о падении необыкновенной волны на плоский плазменный слой с линейно меняющимся поперечным магнитным полем оказывается несимметричным относительно направления ввода излучения в плазменный слой. Если масштаб

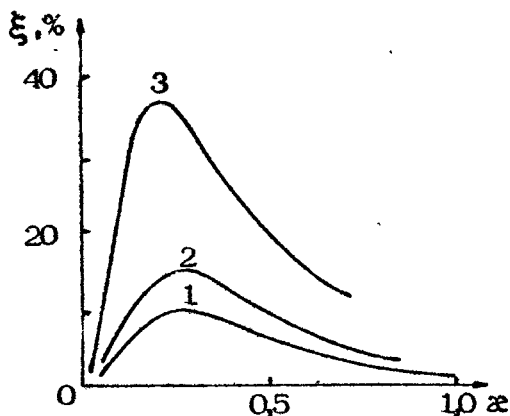
^{*} Точнее говоря, в условии применимости геометрической оптики входит не длина волны λ , а величина $\lambda = \lambda / 2\pi$.

изменения магнитного поля велика в масштабе длины волны, то при вводе излучения со стороны сильного магнитного поля отсутствует отраженная волна, а коэффициент прохождения равен $e^{-\tau_1}$ [68,69], где τ_1 — оптическая толщина плазмы для второй гармоники необыкновенной волны, определяемая выражением (21). Это относится к плазме любой плотности, при которой может распространяться необыкновенная волна ($q < 2$). От плотности плазмы зависит соотношение между поглощенной в плазме мощностью и мощностью, трансформируемой в моду Бернштейна; однако это разделение не очень принципиально, поскольку энергия моды Бернштейна в конечном итоге также остается в плазме.



Р и с. 9. Зависимости действительной (сплошные линии) и мнимой (пунктир) частей показателей преломления для необыкновенной волны и моды Бернштейна от магнитного поля вблизи второй гармоники: а — $q = 0,8$, б — $q = 1,24$ [68]

Численные расчеты, проведенные в [69] для случая падения волны со стороны меньшего магнитного поля, показывают, что здесь возможно довольно сильное отражение необыкновенной волны (рис.10), когда оптическая толщина (21) для необыкновенной волны лежит в интервале $0,2 \pm 0,5$ и плотность плазмы достаточно велика ($q > 1$). Коэффициент отражения падает как при уменьшении, так и при увеличении оптической толщины. В частности, при $\tau > 2$ коэффициент отражения не превышает величины порядка 10%, остальная часть мощности практически полностью поглощается в резонансном слое.



Р и с. 10. Зависимость коэффициента отражения необыкновенной волны ξ на второй гармонике от параметра $x = \kappa_0 L v_T^2 / c^2$ (L – масштаб изменения магнитного поля) при падении со стороны низкого магнитного поля: 1 – $q = 1,0$, 2 – $q = 1,2$, 3 – $q = 1,7$ [69]

КВАЗИЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ЦИКЛОТРОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Квазилинейное приближение применимо при описании изменения функции распределения электронов во внешнем электромагнитном поле в том случае, если частотный (или пространственный) спектр поля является шумовым в некотором интервале частот (волновых чисел). При циклотронном нагреве на первой гармонике волнами, распространяющимися в интервале углов (2), квазилинейное уравнение можно представить в виде (см. [15,24]):

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \pi \frac{e^2}{mc^2} \int d^3 \bar{k} \frac{1}{v_1} \frac{\partial}{\partial v_1} \left[\frac{v_1}{4} |\bar{E}_{\bar{k}_1}|^2 \left(\frac{\partial f_0}{\partial v_1} \right) \right] \delta(\omega - \omega_n - k_n v_n) \quad (38)$$

где $\bar{E}_{\bar{k}_1}$ – спектральная компонента электрического поля волны, вращающаяся в ту же сторону, что и электрон в магнитном поле. Уравнение (38) написано в предположении, что функция распределения электронов не является релятивистской: $k_1 v_1 / \omega_n \ll 1$. Кроме того, в уравнении (38) не учитывается изменение продольного импульса электронов при взаи-

модействии с электромагнитным полем^{*)}. Примем, что спектральное распределение амплитуды электрического поля \vec{E}_{κ_+} имеет вид [24]

$$|\vec{E}_{\kappa_+}|^2 = \frac{|\vec{E}_+|^2}{x} \delta(\kappa_1^2 - \kappa_+^2 \operatorname{tg}^2 \theta_0) \begin{cases} 1/\Delta\kappa_+ & \kappa_1 < \kappa_+ < \kappa_2 \\ 0 & \kappa_+ < \kappa_1, \kappa_+ < \kappa_2, \end{cases} \quad (39)$$

$$\Delta\kappa_+ = \kappa_2 - \kappa_1,$$

который соответствует волнам, распространяющимся под одним и тем же углом к магнитному полю и имеющим конечный частотный спектр $\Delta\omega \sim c \Delta\kappa_+ / \cos \theta$.

После подстановки (39) в (38) и интегрирования по $d^3\vec{\kappa}$ с помощью δ -функций квазилинейное уравнение существенно упрощается:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\pi}{4} \frac{e^2}{m^2} \frac{|\vec{E}_+|^2}{\Delta\omega} \frac{1}{v_1} \frac{\partial}{\partial v_1} \left(v_1 \frac{df}{\partial v_1} \right), \quad (40)$$

где $\Delta\omega = (\partial\omega/\partial\kappa_+) \Delta\kappa_+$ — ширина частотного спектра. Решение уравнения (40) отвечает линейному росту поперечной температуры (см. [15, 24]) в резонансном интервале продольных скоростей, определяемых спектром излучения и резонансным условием (1):

$$T_1 = T_0 \left(1 + \frac{t}{t_0} \right). \quad (41)$$

Характерное обратное время нарастания поперечной температуры равно

$$\frac{1}{t_0} = \pi \frac{e^2}{m^2} c^2 \frac{|\vec{E}_+|^2}{\Delta\omega} \frac{1}{\beta_T^2} = \pi \frac{\omega_+^2}{\Delta\omega} \frac{|\vec{E}_+|^2}{H_0^2} \frac{1}{\beta_T^2}, \quad (42)$$

где H_0 — напряженность тороидального магнитного поля.

Для того чтобы обеспечить разогрев в резонансном интервале продольных скоростей Δv_+ порядка тепловой скорости, ширина частотного спектра по порядку величины должна составлять $\Delta\omega \sim \omega \cos \theta \beta_T$. При оценке квазилинейных эффектов в тороидальных системах следует также иметь в виду, что энергия, приобретаемая электронами в ВЧ-поле, быстро

^{*)} Из элементарных квантовых соображений следует, что изменение продольного импульса при взаимодействии с ВЧ-полем равно по порядку величины $\Delta p_+ \approx \cos \theta (v_1/c) \Delta p_1$ и значительно меньше, чем изменение поперечного импульса.

распределяется по магнитным поверхностям. Поэтому, независимо от реального поперечного сечения СВЧ-пучка можно считать, что СВЧ-излучение равномерно вводится через поверхность некоторого эффективного тора, малый радиус которого меньше малого радиуса плазмы, но больше радиуса поперечного сечения пучка. Имея в виду оценки квазилинейных эффектов для обыкновенной волны при квазипоперечном вводе, следует также учесть, что резонансная компонента ВЧ-поля значительно меньше компоненты E_z ($x \parallel \vec{H}_0$), с которой связан поток электромагнитной энергии. Из результатов работы [70], где приведены уравнения для компонент поля E_+ , E_- , E_z , следует, что для обыкновенной волны при квазипоперечном распространении в интервале углов (2) $|E_+| \approx \beta_T \cos \theta E_z$. Чтобы квазилинейные эффекты не меняли существенно характер циклотронного поглощения, потребуем, чтобы характерное время удления поперечной температуры t_0 было значительно больше времени максвеллизации. Соответствующее условие можно представить в виде^{*)}

$$\pi \frac{\omega_H^2}{\Delta \omega \nu_{ef}} \frac{\cos^2 \theta E_z^2}{H_0^2} \ll 1, \quad (43)$$

где ν_{ef} – эффективная частота максвеллизующих столкновений. Для оценок в конкретных приложениях вместо (43) удобно пользоваться неравенством

$$\frac{P}{H_0^2 c R z} \frac{\omega_H}{\nu_{ef}} \frac{\cos \theta}{\beta_T} \ll 1, \quad (44)$$

где P – мощность нагрева, c – скорость света, R и z – большой и малый радиусы "эффективного" тора, ширина частотного спектра положена равной $\omega_H \beta_T \cos \theta$.

^{*)} В работе [24] при оценке квазилинейных эффектов использовано ошибочное выражение для $1/t_0$, отличающееся множителем порядка β_T^2 от (42). Тем не менее приведенное здесь условие (43), определяющее возможность не учитывать влияние квазилинейных эффектов на циклотронное поглощение, является менее жестким, поскольку учтена связь резонансной компоненты поля E_+ с компонентой E_z , обуславливающей поток СВЧ-энергии.

Для иллюстрации приведем численную оценку. При мощности нагрева 5 МВт в тороидальной системе с большим радиусом $R \approx 3$ м для плазмы с плотностью $n \approx 10^{14}$ см⁻³, электронной температурой 10 кэВ и магнитным полем 5 Т неравенство (44) выполнено с запасом 10, если принять $\cos \theta \approx \beta_T$, а радиус эффективного тора $r = 2$ см.

Заметим, что на второй циклотронной гармонике квазилинейное уравнение также допускает аналитическое решение, которое соответствует преимущественному нагреву электронов с большими поперечными энергиями. В этом случае циклотронное поглощение с учетом квазилинейной релаксации носит взрывной характер (см. [15]): нагрев приводит к отскакиванию энергичного "хвоста" функции распределения по поперечным энергиям, что в свою очередь приводит к увеличению циклотронного поглощения, при котором энергия опять-таки передается главным образом энергичным частицам и т.д.

НАГРЕВ МОНОХРОМАТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Оптимистический вывод относительно незначительной роли квазилинейных эффектов при циклотронном нагреве обыкновенной волной на первой гармонике, сделанный выше, существенно основан на предположении о шумовом характере спектра СВЧ-излучения в достаточно широком интервале частот $\beta_T^2 \omega \ll \Delta \omega \ll \beta_T \omega$. Ширина линии излучения МЦР-генераторов, используемых для ЭЦ-нагрева, не удовлетворяет такому предположению: обычно она существенно меньше. В связи с этим в данном разделе рассмотрим специфические особенности циклотронного нагрева плазмы монохроматическим излучением, ограничившись рассмотрением обыкновенной волны при квазипоперечном распространении.

Основной отличительной чертой взаимодействия электронов с плоской монохроматической волной конечной амплитуды является возможность "захвата" частиц полем волны, в результате чего энергообмен между каждым электроном и волной приобретает осциллирующий характер. Для обыкновенной волны, распространяющейся поперек магнитного поля, частота баунс-осцилляций захваченных частиц определяется соотношением [71-73]

$$\omega_8 = \frac{1}{2} \omega^2 \cdot \frac{\rho_x \rho_{10}}{m^2 c^2} \frac{H_{\sim}}{H_0}, \quad (45)$$

в котором ω — частота волны, H_{\sim} — амплитуда переменного магнитного поля в волне, H_0 — величина внешнего постоянного магнитного поля, ρ_x — продольная по отношению к магнитному полю компонента импульса электрона, ρ_{10} — резонансное значение поперечного импульса, при котором частота волны совпадает с релятивистской гирочастотой электрона.

Выражение (45) получено для волны достаточно малой амплитуды:

$$\frac{H_{\sim}}{H_0} \ll \beta_T^2 \quad *), \quad (46)$$

Величина β_T^2 введена в условие (46) применительно к взаимодействию с волной максвелловской плазмы, в которой электроны имеют характерные скорости порядка v_T .

Механизм группировки электронов в волне, определяющий также и баунс-колебания захваченных частиц, связан с изменением фазы гировращения электронов относительно фазы ВЧ-поля из-за релятивистской зависимости массы электрона от энергии. Интересно отметить, что этот же механизм группировки ответствен за линейное циклотронное поглощение в интервале углов (2), хотя при получении циклотронного затухания в этом случае нигде не используется релятивистская зависимость массы электронов от энергии.

При квазипоперечном распространении обыкновенной волны в интервале углов $\beta_T/n \ll |\pi/2 - \theta| \ll 1$ баунс-частота по порядку величины остается той же самой, но определяется несколько более сложным выражением [73]:

$$\omega_8^2 = \frac{1}{2} \omega^2 \frac{H_{\sim}}{H_0} \frac{\rho_{10}}{mc} \left| \frac{\rho_{\parallel}}{mc} - \beta_T \left(z - \frac{i}{\sqrt{x} W(z)} \right) \right|, \quad (47)$$

$$z = \frac{\omega - \omega_H}{k_{\parallel} v_T}$$

где резонансное значение ρ_{10} находится уже с учетом члена $k_{\parallel} v_H$ в условии Доплера (1). Функция Крампса W возникла в выражении (47) вследствие зависимости поляризации обыкновенной волны на первой гармонике от тепловых эффектов.

*) Условие (46) выполняется при всех разумных параметрах, мыслимых в экспериментах по ЭЦ-нагреву.

Взаимодействие ансамбля электронов с монохроматической обыкновенной волной можно описать уравнением Лиувилля для электронной функции распределения по усредненным переменным, которые были использованы и при нахождении баунс-частоты [73]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{e H_x p_x p_{10}}{(m c)^3} \frac{\partial f}{\partial \mu} - \omega \left(\mu - \frac{p_{10}^2}{2 m^2 c^2} \right) \frac{\partial f}{\partial \psi} = 0. \quad (48)$$

Здесь функция распределения f зависит от времени t , координаты x , направленной вдоль внешнего магнитного поля, продольного импульса p_x , поперечной энергии, нормированной на энергию покоя $\mu = p_{\perp}^2 / 2 m^2 c^2$, и от фазы ψ циклотронного вращения электронов относительно фазы волны.

В рамках начальной задачи можно выделить три характерных этапа взаимодействия резонансных частиц с монохроматической волной конечной амплитуды, если начальное распределение электронов по фазам циклотронного вращения является однородным:

а) декремент затухания, равный в начальный момент времени нулю, достигает линейного значения, соответствующего пространственному коэффициенту затухания (23), за время $t \approx t_a = (\omega \beta_T^2)^{-1}$; при распространении в интервале углов (2) соответствующее время выхода на осимптотический режим линейного поглощения равно $t_a \approx (\omega n \beta_T \cos \theta)^{-1}$;

б) поглощение СВЧ-мощности с линейным декрементом происходит на временном интервале $t_a \ll t \ll \omega_B^{-1}$;

в) на временах $t \gg \omega_B^{-1}$ энергообмен между излучением и плазмой прекращается из-за нелинейного перемешивания фаз циклотронного вращения.

Нагреву плазмы в тороидальных системах соответствует квазистационарная постановка задачи, в которой монохроматический пучок СВЧ-излучения имеет конечную апертуру вдоль направления внешнего магнитного поля (x) и распространяется вдоль градиента магнитного поля (x), а электронная функция распределения зависит лишь от координаты z . По аналогии с начальной задачей здесь также можно написать условие того, что энергообмен между электронами и волной соответствует линейному поглощению СВЧ-мощности при поперечном распространении:

$$t_a \ll \frac{L}{v_T} \ll \omega_B^{-1}. \quad (49)$$

Первая часть этого неравенства означает, что общая часть пространственных Фурье-гармоник находится в узком интервале углов (3), примыкающем к направлению поперек магнитного поля. Все эти гармоники испытывают практически одинаковое циклотронное затухание.

При выполнении противоположного неравенства тем. отбора энергии поля электронами уменьшается*. Это связано с тем обстоятельством, что большое количество Фурье-гармоник попадает в интервал углов (2), где коэффициент циклотронного поглощения обыкновенной волны падает. Последнее обстоятельство не очень существенно, поскольку оптическая толщина плазмы для обыкновенной волны остается неизменной во всем интервале углов квазипоперечного распространения, где уменьшение коэффициента поглощения компенсируется увеличением ширины (вдоль x) резонансной зоны.

Таким образом, единственным условием линейности циклотронного нагрева монохроматическим излучением является неравенство $L/v_T \ll \omega_B^{-1}$ [72,73], которое с учетом выражения для баунс-частоты можно переписать в виде

$$L \ll \lambda \sqrt{\frac{H_0}{H_-}}, \quad (50)$$

где λ - длина волны излучения. Полученное неравенство не зависит от температуры электронов, оно обеспечивает линейный характер взаимодействия при каждом прохождении резонансными электронами области, занятой СВЧ-полем.

Для приложений к нагреву в тороидальных системах удобно неравенство (50) представить в несколько иной форме:

$$\frac{L}{\lambda} \ll 100/\sqrt{P} \text{ (МВт)}, \quad (51)$$

где P - мощность излучения в СВЧ-пучке. Из (51) следует, что при характерной мощности порядка нескольких мегаватт ширина "нагреваемого" пятна в резонансной области не должна превышать нескольких десятков длин волн СВЧ-излучения. В случае шумовой накачки вместо размера L в неравенствах (50), (51) должна фигурировать длина корреляции поля в x -направлении, либо произведение $v_T \tau$, где τ - временной масштаб корреляции.

* Нетрудно понять, что в аналогичной ситуации темп отбора энергии необыкновенной волны растет.

При выполнении условия (50) усредненное поведение электронной функции распределения за времена, существенно превышающие период одного оборота электронов по большому кольцу тора, описывается обычным квазилинейным уравнением (ср. с (38)):

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\mu D \frac{\partial f}{\partial \mu} \right). \quad (52)$$

Стохастизация процесса взаимодействия электронов с монохроматическим излучением происходит из-за того, что вследствие вращательного преобразования электроны, двигаясь по магнитным поверхностям, каждый раз пересекают область, занятую СВЧ-полем при разных значениях тороидального магнитного поля. Это обеспечивает широкий разброс по расстройке $\omega - \omega_{11}$, что эквивалентно нагреву электронов в постоянном магнитном поле излучением с шумовым спектром.

Коэффициент диффузии D в уравнении (52) зависит от распределения поля по поперечному сечению СВЧ-пучка и от закона спада амплитуды поля вдоль направления распространения пучка.

Рассмотрим простейшую модель (рис.1.1). Будем считать, что ось пучка проходит через плоскость большого сечения тора, что распределение амплитуды поля в пучке в направлении, перпендикулярном этой плоскости, является прямоугольным, а закон спада амплитуды поля в направлении распространения пучка одинаков по всему поперечному сечению пучка. Примем также, что апертура пучка в x -направлении достаточно велика и выполнено условие $L_x/v_T \ll t_d$. Это означает, что большая часть Фурье-гармоник распространяется практически под одним и тем же углом θ к магнитному полю. Тогда, если принять, что при каждом пролете области СВЧ-поля электроны с равной вероятностью попадают в любую точку сечения магнитной поверхности, для коэффициента диффузии получаются следующие выражения [73]:

$$D(\mu, p_z, z) = \frac{2\pi^2 e^2 \rho}{m^2 c^3 S} \frac{p_z^2}{m^2 c^2} \frac{\xi [x_{res} + R_0(\omega/\omega_0)(\gamma-1)]}{[\omega_0^2(z/R_0)^2 - \Delta^2]^{1/2}} \quad (53)$$

при поперечном распространении ($(\pi/2 - \theta) \ll \beta_T/n$);

$$D(p_z, z) = \frac{2\pi^2 e^2 \rho}{m^2 c^3 S} \left(\frac{v_T}{c} \right)^2 \left| W \left(\frac{p_z}{m v_T} \right) \right|^2 \frac{\xi [x_{res} + R_0(\omega/\omega_0)(\gamma-1)]}{[\omega_0^2(z/R_0)^2 - \Delta^2]^{1/2}} \quad (54)$$

при наклонном распространении в интервале углов $|\pi/2 - \theta| \gg \beta_T/n$.

В выражениях (53), (54) использованы следующие обозначения: P – полная мощность вводимого СВЧ-излучения; $s = 4\pi^2 R_0 \ell$; R_0 – большой радиус тора; ℓ – полуширина СВЧ-пучка в направлении, перпендикулярном плоскости большого сечения тора (см. рис.1.1); ω_0 – нерелятивистская гирочастота в центре малого сечения тора; W – функция Крампа; $\xi(x)$ – функция, определяющая закон спада амплитуды поля в направлении распространения пучка; x_{res} – резонансное значение координаты x , при котором частота волны совпадает с холодной гирочастотой электронов; r – радиус магнитной поверхности; $\mu = p_z^2/2m^2c^2$ – нормированная поперечная энергия электронов; $\gamma = (1 + 2\mu^2 + p_z^2/m^2c^2)^{1/2} = 1 + \mu + \frac{1}{2} p_z^2/m^2c^2$ – релятивистский фактор. Величина Δ при поперечном распространении есть расстройка частоты волны относительно релятивистской частоты электронов в центре камеры: $\Delta = \omega_0 - \gamma\omega$, а при наклонном распространении $\Delta = \omega_0 - \omega(1 - n\cos\theta \gamma_z/mc)$.

При поперечном распространении коэффициент диффузии зависит от поперечной энергии электронов, от продольного импульса и от радиуса магнитной поверхности; при наклонном распространении – лишь от продольного импульса и радиуса магнитной поверхности.

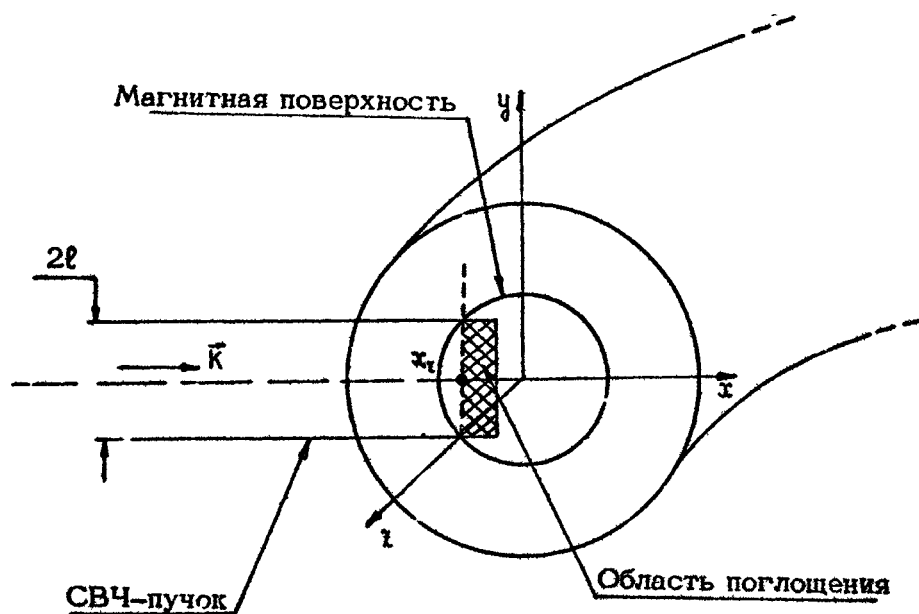
Для частиц с заданной энергией (при $|\pi/2 - \theta| \ll \beta_T/n$) или с заданным продольным импульсом (при $|\pi/2 - \theta| \gg \beta_T/n$) коэффициент диффузии отличен от нуля лишь на магнитных поверхностях, радиусы которых лежат в пределах

$$R_0 \frac{\Delta}{\omega_0} < r < R_0 \sqrt{\left(\frac{\Delta}{\omega_0}\right)^2 + \left(\frac{\ell}{R_0}\right)^2}. \quad (55)$$

Зависимость коэффициента диффузии (54) от тепловой скорости объясняется влиянием тепловых эффектов на поляризацию обыкновенной волны на первой гармонике в соответствующем угловом интервале. Заметим, что выражение (54) справедливо и в том случае, если лишь распределение по продольным импульсам является максвелловским, по поперечным импульсам функция распределения может быть произвольной. В коэффициент диффузии в этом случае входит продольная тепловая скорость.

В крупных тороидальных установках амплитуда поля спадает практически до нуля при однократном прохождении из-

лучения через резонансную область. Это приводит к сильной зависимости коэффициента диффузии от энергии частиц в случае поперечного распространения или от продольной скорости при распространении в интервале углов (2). В последнем случае, если оптическая толщина плазмы превышает единицу, зависимость коэффициента диффузии от продольной скорости может быть сильно несимметричной, что означает преимущественный нагрев электронов, движущихся в одном выделенном направлении вдоль оси z . Это обстоятельство позволяет использовать СВЧ-излучение в электронно-циклотронном диапазоне частот для создания стационарного тока в токамаках (см. [74-76]).



Р и с. 11. Модель, использованная для расчета коэффициентов квазилинейной диффузии при ЭЦ-нагреве монохроматическим излучением

Интересной особенностью обладает квазилинейная релаксация в тороидальных системах при поперечном распространении монохроматической волны. Можно показать, что для лучей, проходящих на расстоянии $r \gg R_0 \beta_T^2$ от центра камеры, функция распределения электронов остается одинаковой на всех магнитных поверхностях, пересекающих данный луч. При

евде обыкновенной волны в направлении возрастания тороидального магнитного поля энергия СВЧ-поля первоначально выделяется в низкоэнергичной части электронной компоненты, приводя, с одной стороны, к формированию "плаги" по поперечным энергиям в низкоэнергичной части функции распределения и, с другой стороны, к увеличению производной $\partial f / \partial p_{\perp}$ для более энергичных частиц. Это сопровождается уменьшением доли энергии, поглощаемой низкоэнергичными частицами, и увеличением энергии, поглощаемой более энергичными частицами; одновременно область выделения СВЧ-энергии смещается в направлении более сильного тороидального поля. Как показано в работе [73], оптическая толщина плазмы для обыкновенной волны в процессе такой квазилинейной релаксации остается неизменной до тех пор, пока смещение области выделения СВЧ-энергии остается малым по сравнению с радиусом кривизны магнитных поверхностей, пересекаемых данным лучом.

В заключение этого раздела приведем простую, хотя и довольно грубую, оценку для поперечной температуры резонансных электронов, которую необходимо обеспечить для нагрева всей плазмы до температуры порядка 10 кэВ. При ЭЦ-нагреве (как, впрочем, и при других способах) нагрев основной компоненты плазмы является в конечном счете столкновительным. Циклотронное поглощение, по существу, лишь преобразует "быструю" энергию резонансных частиц, которые удерживаются в ловушке в течение длительного времени и в конце концов передают свою энергию основной компоненте плазмы за счет соударений. Поскольку энергия излучения при циклотронном нагреве на первой гармонике передается резонансным частицам в виде избытка поперечной температуры, то изменение температуры основной компоненты плазмы в резонансной области можно описать уравнением

$$\frac{d}{dt} (NT) = \nu_{ef} N_{res} (T_{\perp res} - T). \quad (56)$$

В этом уравнении N , N_{res} - плотности плазмы и резонансных частиц, T - температура плазмы, $T_{\perp res}$ - поперечная температура резонансных частиц, ν_{ef} - эффективная частота максвеллизующих соударений. Если домножить правую часть уравнения (56) на объем, занятый резонансными частицами V_{res} , то получится полная мощность, вводимая в

плазму при квазистационарном режиме нагрева:

$$P = \gamma_{\text{ef}} N_{\text{res}} V_{\text{res}} (T_{\text{res}} - T). \quad (57)$$

Учитывая, что за время, равное длительности СВЧ-импульса, в плазму необходимо ввести энергию, достаточную для ее нагрева до температуры 10 кэВ, легко получить, что избыток поперечной энергии резонансных электронов при ЭЦ-нагреве составляет не более чем

$$\Delta T_{\text{res}} = T_{\text{res}} - T \approx (20 \text{ кэВ}) \frac{m}{M} \frac{N}{N_{\text{res}}} \frac{V}{V_{\text{res}}} \frac{\tau_i}{\tau}, \quad (58)$$

где V - полный объем, занятый плазмой, τ_i - время обмена энергией между электронами и ионами (имеющее порядок $(1/\gamma_{\text{ef}}) M/m$), τ - длительность СВЧ-импульса, m и M - массы электронов и ионов.

Вследствие равномерного распределения резонансных частиц по магнитным поверхностям их концентрация в зоне нагрева равна по порядку величины концентрации плазмы, деленной на оптическую толщину. Приняв для оценки, что СВЧ-излучение вводится в плазму равномерно в течение времени τ_i ^{*)}, что площадь малого сечения эффективного тора составляет 1/10 площади малого сечения плазменного шнура и что оптическая толщина $\tau_0 \approx 1$, для водородной плазмы получаем $\Delta T_{\text{res}} \approx 100$ эВ, что является весьма малым возмущением максвелловской функции распределения с температурой в диапазоне 1-10 кэВ, типичной для установок УТС.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОМУ НАГРЕВУ

Первые эксперименты по ЭЦ-нагреву плазмы в тороидальных системах были проведены в СССР в начале 70-х годов на токамаках "Туман-2", ТМ-3, ФТ-1 с использованием внешнего ввода СВЧ-излучения [77-79]. Нагрев электронов в экспериментах связывали с поглощением необыкновенной волны, которая процикала к зоне циклотронного резонанса в

^{*)} Более быстрый ввод СВЧ-мощности приводит к заметному перегреву электронов, что существенно увеличивает время обмена энергией между электронами и ионами и является нежелательным.

результате многократных отражений от стен камеры и взаимной трансформации нормальных волн. Была показана также возможность эффективного нагрева плазмы на второй циклотронной гармонике [80].

В настоящее время эксперименты по ЭЦ-нагреву стали весьма популярными вследствие их простоты. Однако из-за отсутствия мощных источников СВЧ-излучения коротковолнового диапазона эксперименты, как правило, проводятся на небольших установках при значениях магнитного поля порядка 10–15 кГс. Исключение составляет комплекс для ЭЦ-нагрева на установке Т-10, обеспечивающий мощность порядка 1 МВт на длине волны 3,6 мм. В ближайшее время эксперименты по ЭЦ-нагреву при уровне мощности 1–2 МВт планируются на ряде других крупных установок [31,32,81]. В табл.1 представлены основные данные некоторых экспериментов по ЭЦ-нагреву, проведенных в последнее время. Таблица не является исчерпывающей, однако дает достаточное представление о масштабах экспериментальных исследований в этой области.

Остановимся на некоторых наиболее важных и интересных результатах.

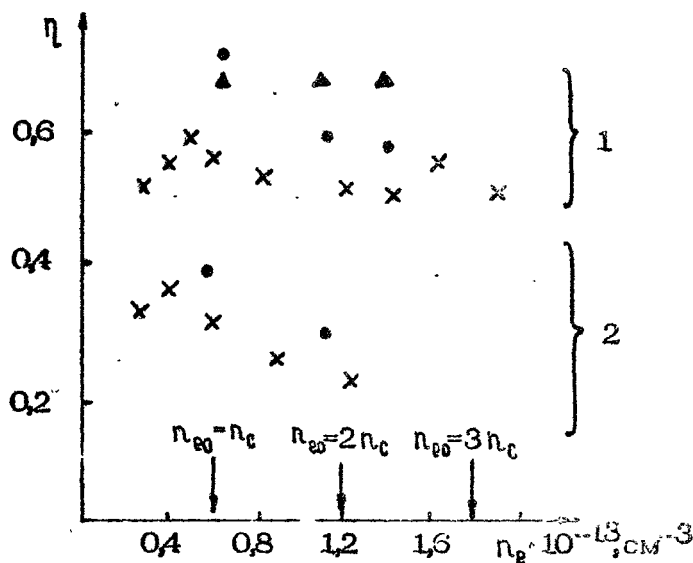
В экспериментах на ФТ-1 впервые был применен внутренний ввод СВЧ-излучения со стороны более сильного магнитного поля [5,25]. Облучатель обеспечивал преимущественное возбуждение необыкновенной волны, максимум диаграммы направленности соответствовал углу распространения порядка 40° по отношению к магнитному полю. Для сравнения был использован также внешний ввод обыкновенной волны. На рис.12 представлены экспериментальные зависимости КПД нагрева от плотности плазмы^{*)}. Видно, что эффективность нагрева при внутреннем вводе значительно выше, чем при внешнем. Весьма существенно также, что эффективность на-

^{*)}КПД при электронно-циклотронном нагреве определяется как отношение поглощенной мощности к введенной в плазму. Потери вводимой в плазму мощности связаны с поглощением в стенках камеры при отражениях, а также с выходом излучения из камеры через различные пагубки в результате многократных отражений. Теоретически при большой оптической толщине и идеально выбранной поляризации излучения, соответствующей возбуждению требуемой нормальной волны, КПД при ЭЦ-нагреве может достигать 100%.

Таблица 1

Установка	R, м	α , м	$n_p \cdot 10^{-13}$, см ⁻³	H_0, T	f, ГГц	$P_{св.}$, кВт	$\zeta_{св.}$, %	Ввод
T-10, Москва, СССР	1,35	0,35	2,8-3,8	1,5-3,0	86	800	50-150	внешний
ФТ-1, Ленинград, СССР	0,62	0,15	2,8	0,8-1,1	30	100	2	внутренний, внешний
Doublet-III, Сан-Диего, США	1,4	0,44	2-3	1,8-2,4	60	400	85	внешний
PDX, Пристон, США	1,4	0,44	1,0	2	60	200	40-100	внутренний, внешний
ISX-B, Ок-Ридж, США	0,93	0,26	1-2	0,75-1,4	35	100-140	10-15	внутренний
W-VII-A, Гаршинг, ФРГ	2,0	0,1	0,7	0,8-1,2	28	200	40	внешний
Госса, Кален, Англия	0,3	0,085	0,25-2	0,4-0,6	28	5 150	5 2	внешний
Levitron, Кален, Англия	0,3	0,05	5 0,5	0,4-1,2	28	5 130	5 40	внутренний
Cleo Stellarator, Кален, Англия	0,0	0,1	5 0,3	0,625	175	5 15	5 100	
JFT-2, Токио, Япония	0,0	0,25	1-5	1,3-1,6	28	200	40	внутренний, внешний
Heliotron E, Кюто, Япония	2,2	0,2	5 0,4	1,0	28	200	10	внешний
JFR-III, Нагоя, Япония	0,91	0,17	0,6	2,2	35	40	15	внешний
WT-1, Кюто, Япония	0,28	0,05	0,5-1	0,25-0,6	16	25	0,04	
WT-2, Кюто, Япония	0,4	0,09	0,5-0,7	5 1,3	35	50	8	внутренний

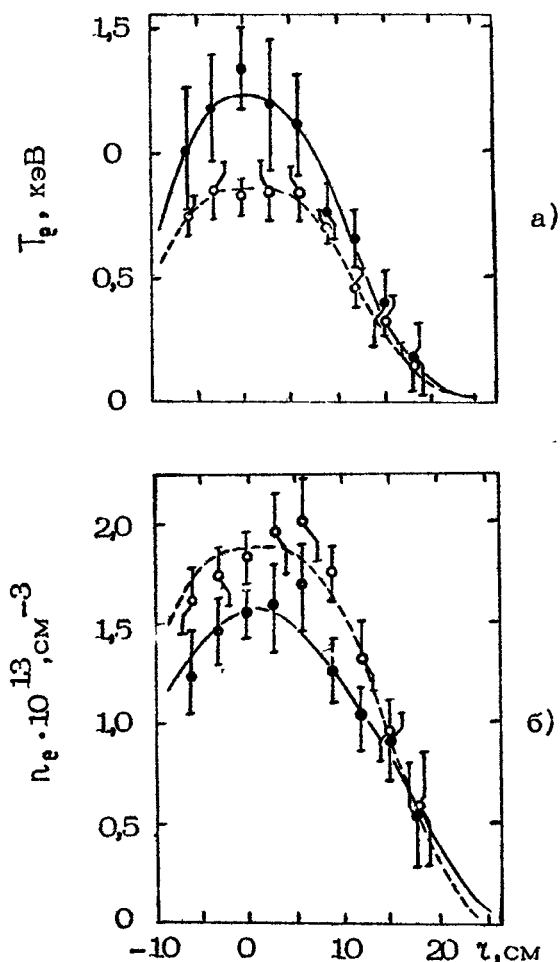
грева остается практически неизменной вплоть до плотностей порядка трех критических в центре плазменного шнура. Эффект этот получил хорошее теоретическое подтверждение при численном моделировании лучевых траекторий с учетом трансформаций необыкновенной волны в области верхнегибридного резонанса и многократных отражений от стен камеры [27]. К сожалению, экстраполяция этих результатов на большие системы неочевидна; трудно ожидать эффективного нагрева в больших системах центральных областей плазмы с плотностью $3 n_c$ при попадании СВЧ-излучения в область верхнегибридного резонанса в результате многократных отражений от плазмы и стен камеры – по-видимому, максимально допустимая плотность будет ограничена типичной для внутреннего ввода необыкновенной волны величиной порядка $2 n_c$.



Р и с. 12. КПД ЭЦ-нагрева в токамаке $\Phi 1-1$ при внутреннем (1) и внешнем (2) вводе в зависимости от плотности плазмы [5,35]

На токамаке ISX-B [34] также был осуществлен внутренний ввод СВЧ-излучения в виде смеси двух нормальных волн с преобладанием необыкновенной. Наблюдалось увеличение электронной температуры от 800 до 1250 эВ при эффективности нагрева 60%. Впервые был замечен эффект уменьшения плотности при ЭЦ-нагреве (рис.13), который

вспомогательности наблюдался и на других установках [29,31,32, 81].



Р и с. 13. Изменение профилей электронной температуры (а) и плотности плазмы (б) при ЭЦ-нагреве на токамаке ISX-B [34] (пунктир – до ЭЦН, сплошная линия – после ЭЦН)

На установке JFT-2 были проведены две серии экспериментов, в одной из которых был использован внешний ввод [30], а в другой – внутренний [36].

В обеих сериях эффективность нагрева была достаточно высока. Основная цель экспериментов – выяснение оптимальных для нагрева условий ввода. Проводилось сравнение эффективности нагрева при наружном вводе обыкновенной вол-

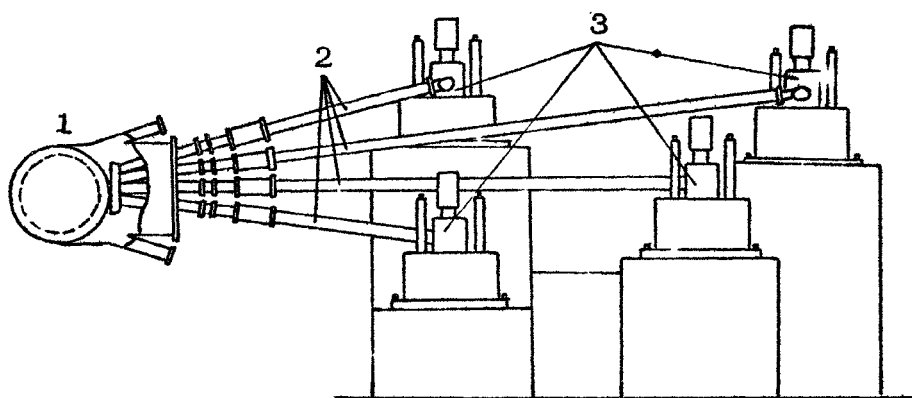
ны почти нормально к магнитному полю и внутреннем вводе несвязанной волны под различными углами по отношению к магнитному полю. Особое внимание было уделено чистоте мод, возбуждаемых в плазме, для чего была разработана специальная антенная система, излучающая эллиптически поляризованную волну с изменяемым соотношением осей эллипса поляризации [36,82]. Наилучшие результаты были получены при внутреннем вводе эллиптически поляризованного излучения, примерно соответствующего возбуждению в плазме несвязанной волны, распространяющейся под углом 45° к магнитному полю: при мощности нагрева 85 кВт наблюдалось увеличение электронной температуры от 600 до 1200 эВ при плотности плазмы порядка критической ($n_e = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Эта схема ввода рекомендована для будущих крупномасштабных экспериментов по ЭЦ-нагреву в токамаке Doublet III [81]*.

Наиболее крупномасштабные эксперименты по ЭЦ-нагреву были проведены в СССР на токамаке T-10 в ИАЭ им. И.В. Курчатова, где была использована основная схема нагрева с применением внешнего ввода несвязанной волны в направлении возрастания магнитного поля при высоких его значениях порядка 30 кГц. Для этих экспериментов был разработан СВЧ-комплекс [83] из четырех гиротронов, работавших на длине волны 3,6 мм и обеспечивавших мощность до 200 кВт в импульсе длительностью до 0,15 с. Суммарная мощность излучения, вводимого в плазму, составляла примерно 500 кВт, из которых примерно 70% излучалось в виде несвязанной волны и 30% в виде связанной волны. Схема соединения гиротронов с камерой токамака показана на рис. 14.

Эксперименты на T-10 были начаты в 1979 г. при уровнях суммарной мощности 100–200 кВт в импульсе длительностью около 50 мс, обеспечиваемой двумя гиротронами, и

* Первые успешные эксперименты по ЭЦ-нагреву на установке Doublet III уже проведены с использованием двух гиротронов на частоте 60 Гц суммарной мощностью 400 кВт при внешнем вводе несвязанной волны [31]. Наблюдался прирост электронной температуры в центральных областях плазмы до 1 кэВ при плотности $(2-3) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Показано, что эффективность нагрева остается практически неизменной при смещении резонансной зоны в сторону меньшего магнитного поля вплоть до половины радиуса плазменного шнура.

были посвящены поиску оптимальных, с точки зрения ЭЦ-нагрева, режимов работы.



Р и с. 14. Схема соединения гиротронов с камерой токамака Т-10: 1 - камера токамака, 2 - волноводы, 3 - гиротроны [83]

Первая серия экспериментов по нагреву [42] с использованием комплекса из четырех гиротронов была проведена при пониженном значении магнитного поля порядка 15 кГс, соответствующем циклотронному резонансу на второй гармонике для длины волны 3,6 мм. В этих условиях можно было ожидать эффективного поглощения 30% СВЧ-мощности, вводимой в виде необыкновенной волны. В эксперименте была получена более высокая эффективность нагрева порядка 50-60%, что свидетельствовало о частичном поглощении излучения с поляризацией, соответствующей обыкновенной волне. Был получен прирост электронной температуры $\Delta T_e \approx 500$ эВ в центре плазменного шнура. Основные параметры трех режимов

Таблица 2

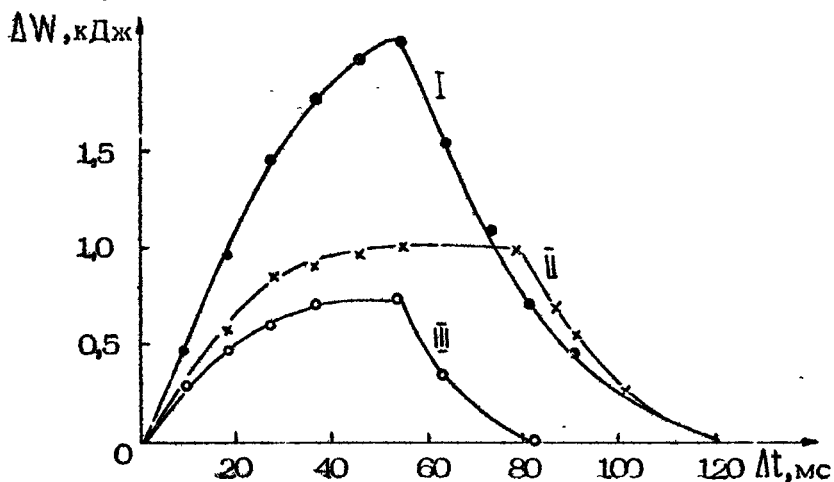
Режим	$P_{\text{вх}},$ кВт	$t_{\text{свч}},$ мс	$P_p, \text{см}^{-3}$	I, кА	N_0, Γ
I	500	50	$(1,3-1,5) \cdot 10^{13}$	200-210	1,5
II	300	80	$3 \cdot 10^{13}$	200-210	1,5
III	300	50	$1,8 \cdot 10^{13}$	200-210	1,5

Таблица 3

Режим	$P_e, \text{см}^{-3}$	$T_e(0),$ кэВ	$P_e,$ кВт	$P_0,$ кВт	$P,$ кВт	$t_{\text{свч}},$ мс	$T_e(0),$ кэВ	$\Delta W,$ кДж	$\Delta P_{\text{ом}},$ кВт	$\eta,$ %
I	$2,8 \cdot 10^{11}$	1,5	150	350	320	60	0,9-1,0	3,7-3,8	120	64
II	$3,8 \cdot 10^{13}$	1,2	150	350	450	60	0,5-0,6	6,8	230	90

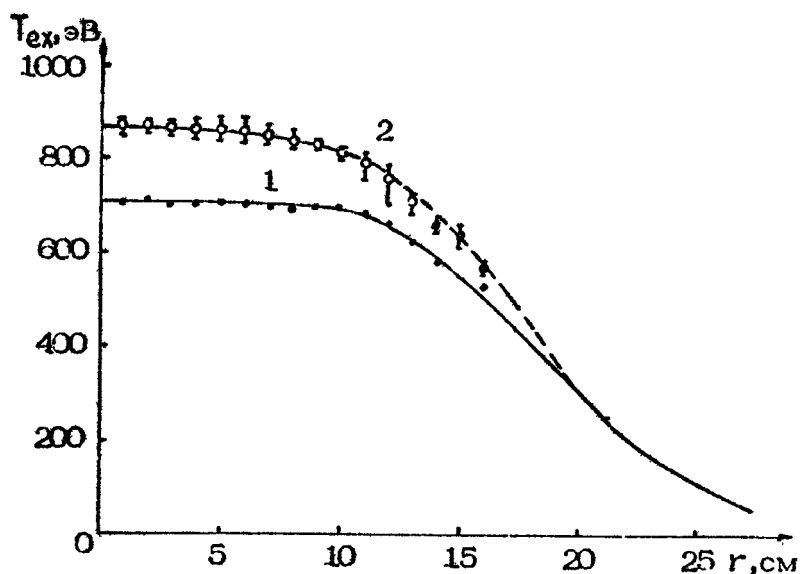
Примечание. $P_{e,0}$ - СВЧ-мощность, вводимая в плазму в виде излучения с не-
обыкновенной и обыкновенной поляризацией соответственно; P - СВЧ-мощность, поглощен-
ная в плазме.

работы, в которых проводились эксперименты по ЭЦ-нагреву, приведены в табл.2. На рис.15 показано изменение энергосодержания плазмы со временем при ЭЦ-нагреве для этих режимов, полученное из измерений диамагнитного эффекта. На рис.16 приведено изменение профиля электронной температуры в результате ЭЦ-нагрева в режиме II. Временной ход электронной температуры в режиме III показан на рис.17.

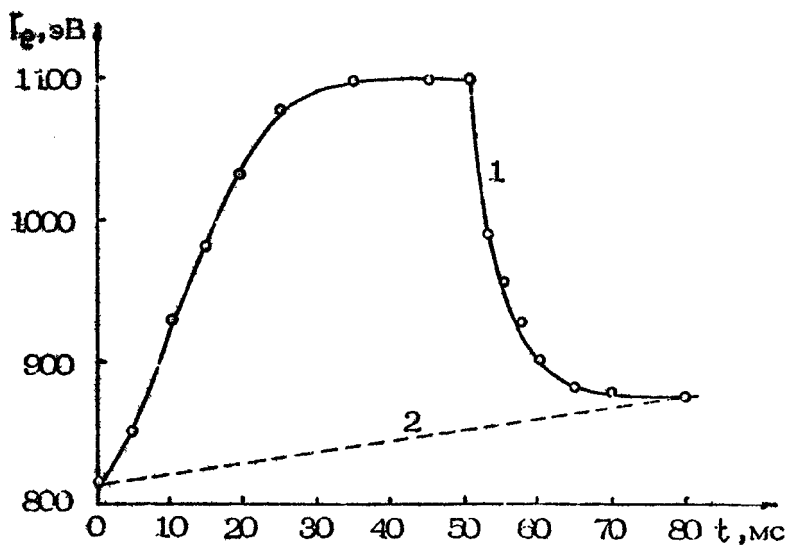


Р и с. 15. Изменение энергосодержания плазмы при ЭЦ-нагреве на Т-10 на второй гармонике в режимах I , II , III [42]

Вторая серия экспериментов [29] была проведена при нормальном значении тороидального магнитного поля $H_0 \approx 30$ кГс, соответствующем циклотронному резонансу на первой гармонике. Основные характеристики двух режимов работы при ЭЦ-нагреве приведены в табл.3. Главный результат этих экспериментов – увеличение эффективности нагрева до 60–90%, обеспечившее прирост электронной температуры в центре шнура на 0,6–0,9 кэВ. На рис.18 показано изменение энергосодержания плазмы в двух режимах нагрева, на рис.19 – изменение профилей электронной температуры и плотности плазмы в результате ЭЦ-нагрева. Обращает на себя внимание довольно заметное ($\approx 20\%$) уменьшение плотности плазмы в центре шнура. Следует отметить также факт значительного уменьшения мощности омического нагрева, связанный с падением сопротивления плазмы и соответствующим уменьшением падения напряжения на обходе. В связи с

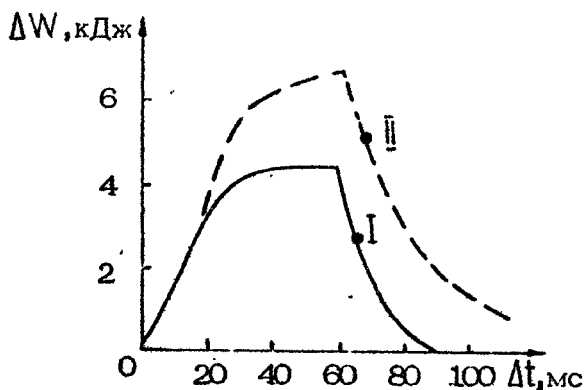


Р и с. 16. Изменение профиля электронной температуры при ЭЦ-нагреве (Т-10, вторая гармоника, режим II) [42]: 1 - до ЭЦН, 2 - после ЭЦН



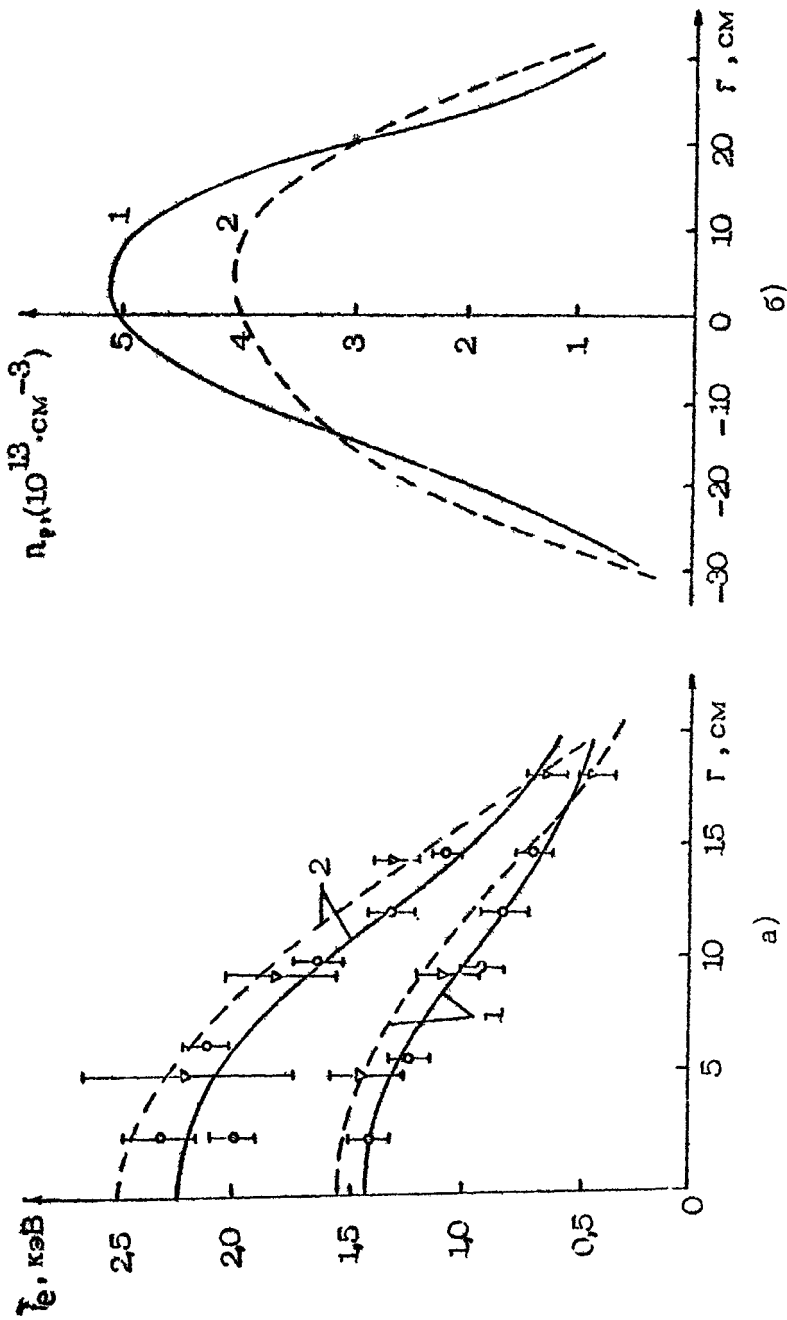
Р и с. 17. Временной ход электронной температуры при нагреве (Т-10, вторая гармоника, режим III) [42]: 1 - с ЭЦН, 2 - без ЭЦН

этим заметная часть вводимой СВЧ-мощности идет на замещение мощности омического нагрева. Поскольку эта величина в отмеченных экспериментах достигает порядка $2/3$ полной мощности омического нагрева, то при более высоких уровнях СВЧ-мощности она останется практически неизменной.

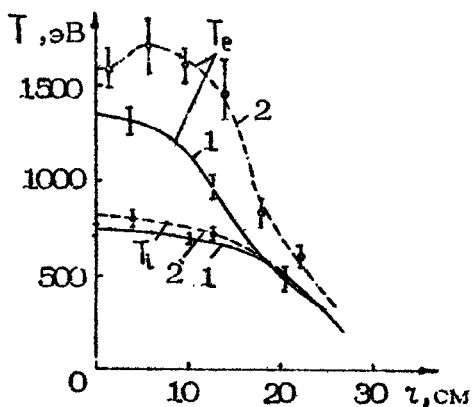


Р и с. 18. Изменение энергосодержания плазмы при ЭЦ-нагреве на первой гармонике (Т-10) [29]

В последних экспериментах на Т-10 исследовались процессы переноса при электронно-циклотронном нагреве плазмы [84]. Специфической чертой этих экспериментов было варьирование местоположения резонансной зоны относительно центра плазменного шнура. Целью нагрева при смещенной резонансной зоне являлось подавление неустойчивости внутреннего срыва за счет модификации профиля тока в токамаке и определение коэффициента электронной теплопроводности в центральной части шнура в ее отсутствие. На рис.20 показаны профили электронной и ионной температуры до ЭЦ-нагрева и после него, когда резонансная зона смещена наружу от центра камеры на 16 см. На рис.21 приведены осциллограммы мягкого рентгеновского излучения при центральном и смещенном положении резонансной зоны, иллюстрирующие эффект подавления неустойчивости внутреннего срыва. Было показано также, что уменьшение энергетического времени жизни при ЭЦ-нагреве (если таковое имеется) весьма невелико и не превышает 15%.



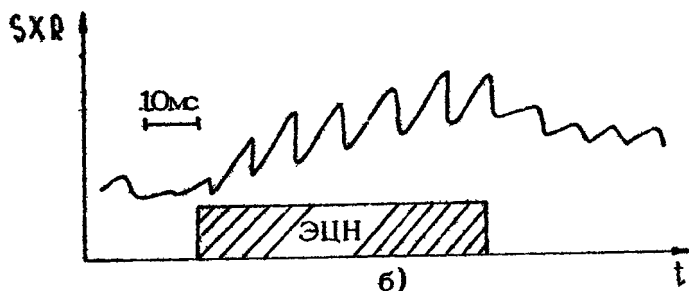
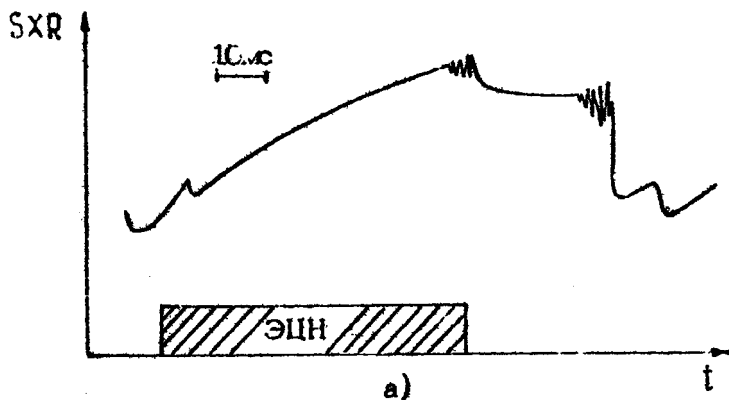
Р и с. 19. Изменение профилей электронной температуры (а) и плотности плазмы (б) при ЭЦ-нагреве на первой гармонике (Г-10) [29]: 1 - до ЭЦН, 2 - после ЭЦН



Р и с. 20. Профили электронной и ионной температуры при ЭЦ-нагреве со смещенной резонансной зоной ($T=10$, первая гармоника) [84]: 1 — до ЭЦН, 2 — после ЭЦН

Попутно была исследована зависимость эффективности нагрева от положения резонансной зоны в сечении шнура и было показано, что при изменении расстояния резонансной зоны от центра сечения в интервале $-9 \leq h \leq 18$ см (положительные h отсчитываются в наружную сторону) эффективность нагрева остается неизменной в пределах точности эксперимента. Аналогичный вывод был сделан также из первых экспериментов по ЭЦ-нагреву на установке Doublet III [31]. Это несколько снижает ограничения на плотность плазмы в центре шнура и открывает возможность эффективного применения ЭЦ-нагрева в плазме с электронной концентрацией в центре шнура вплоть до критической для используемой длины волны.

* Этот эффект наблюдался также в экспериментах по ЭЦ-нагреву на установке PDX [32], где при большом объеме плазмы и малой мощности ЭЦ-нагрева (см. табл.1) за счет очень хорошей фокусировки пучка СВЧ-излучения удавалось добиться прироста электронной температуры $\Delta T_e \approx 1$ кэВ в очень малом объеме в центральной части шнура. Не исключено, что сильный нагрев очень узкой центральной зоны даже инициировал неустойчивость внутреннего срыва.



Р и с. 21. Осциллограммы мягкого рентгеновского излучения при центральном (а) и смещенном (б) положении резонансной зоны (Т-10, первая гармоника) [84]

Экспериментальные исследования на токамаках с использованием мощного СВЧ-излучения электронно-циклотронного диапазона частот не ограничиваются только нагревом. Помимо описанных выше физических исследований по стабилизации МГД-неустойчивости за счет изменения профиля тока, можно отметить также эксперименты по стабилизации вращательной неустойчивости за счет изотропизации функции распределения электронов при ЭЦ-нагреве [38], использование СВЧ-излучения ЭЦ-диапазона для очистки камеры токамака [85], предыонизацию плазмы в токамаке [37,38,43,86], создание горячей плазмы в бессточном режиме в торондальных установках со стеллараторной конфигурацией магнитного поля [87,88], генерацию стационарного тока [43,87,88].

Эксперименты по предыонизации показывают перспективность ЭЦ-способа создания плазмы в токамаках, позволяющего сэкономить "всльтсекунды", убрать перегрузки, связанные с повышенным напряжением на обходе при индукционном пробое, и уменьшить количество генерируемых "убегающих" электронов. Такой способ создания плазмы предусмотрен в проекте ИНТОР [89,90], являющемся прототипом экспериментального термоядерного реактора. Особенно важными представляются эксперименты по созданию плазмы при помощи ЭЦ-пробоя в системах со стеллараторной конфигурацией магнитного поля, которые открывают возможность исследования плазмы в бестоковом режиме, весьма важном с точки зрения функционирования стационарного реактора на основе этих систем. Хорошие результаты получены на установках Heliotron E [87] и W-VII A [88] при магнитных полях порядка 10 кГс, соответствующих циклотронному резонансу для используемой частоты 28 ГГц. В обеих установках была получена достаточно плотная горячая плазма: $n_e = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 100-500 \text{ эВ}$, $T_i = 100 \text{ эВ}$ - для Heliotron E; $n_e = (3-8) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 400-800 \text{ эВ}$, $T_i = 100-170 \text{ эВ}$ - для W-VII A. В экспериментах на Heliotron E отмечалось также значительное (более чем на порядок) увеличение энергетического времени жизни по сравнению с плазмой с такими же параметрами, полученной в режиме омического нагрева.

С точки зрения создания стационарного токамака-реактора важной является проблема генерации постоянного тока в токамаках. Теоретически показанная возможность эффективной генерации постоянного тока с использованием излучения ЭЦ-диапазона частот [74,75] при несимметричном нагреве электронов с разными проекциями скорости на магнитное поле пока еще ожидает своего экспериментального исследования^{*)}. Регистрируемые в настоящее время токи при ЭЦ-нагреве весьма невелики, а их генерация, как правило, не является преднамеренной.

^{*)} На сегодняшний день наибольшие успехи по генерации стационарного тока в токамаках относятся к нижнегибридному диапазону частот [91] (см. также статью В.В.Параила в настоящем сборнике).

ПЕРСПЕКТИВЫ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В БОЛЬШИХ УСТАНОВКАХ

Основная схема ЭЦ-нагрева при помощи обыкновенной волны на первой циклотронной гармонике, вводимой с наружной части тора в направлении возрастания тороидального магнитного поля, представляется сейчас достаточно ясной и простой. Крупномасштабные эксперименты на Т-10 подтверждают основные физические представления об ЭЦ-нагреве в крупных тороидальных системах и показывают, что этот метод нагрева может быть успешно применен в больших установках УТС. В настоящее время наиболее простым и естественным способом создания гиротронных ком-тексов для токамаков следующих поколений представляется небольшая модификация существующих гиротронов, включающая укорочение длины волны до 2,5–3 мм и увеличение длительности импульса до нескольких секунд при существующей мощности порядка 200 кВт, а также значительное увеличение числа гиротронов в одном комплексе. В качестве примеров можно указать проект комплекса для ЭЦ-нагрева на Т-15, включающий 24 гиротрона [92], или проекты ЭЦ-нагрева таких крупных установок, как ИНТОР [93] или будущий реактор [94], предполагающие спользование сотен гиротронов. Важной задачей на сегодняшний день является увеличение выходной мощности на один генератор, позволяющее существенно упростить СВЧ-комплексы для ЭЦ-нагрева. Скажем, для установок масштаба Т-15 весьма желательным было бы увеличение выходной мощности на один гиротрон до величины порядка 500 кВт, а для установок типа ИНТОР – до нескольких мегаватт. В принципе тем не менее ЭЦ-нагрев в крупных установках возможен на основе небольшой модификации уже существующих гиротронов.

Приведенный оптимистический прогноз относится к традиционной ветви токамаков с магнитными полями 30–50 кГс и низкими значениями $\beta = nT_e / (H^2 / 8\pi)$. Возможность ЭЦ-нагрева в токамаках с высокой плотностью ($\omega_p^2 > \omega_H^2$) вызывает сильные сомнения, что ограничивает возможные значения β на уровне $2T_e / \pi c^2$. Что же касается возможности ЭЦ-нагрева в токамаках с сильным магнитным полем (скажем, до 100–200 кГс), то принципиальных ограничений здесь

нет, однако эта возможность существенно будет зависеть от успехов в разработке мощных генераторов в диапазоне длин волн 0,5-1 мм.

Л и т е р а т у р а

1. Аликаев В.В. - Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, 1981, т.1, ч.2, с.80.
2. Суворов Е.В. - Изв.вузов. Радиофизика, 1983, т.26, №6, с.666.
3. Alikaev V.V. - In: 1st Varenna-Grenoble Symp., 1978, v.2, p.339.
4. Cano R. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.107.
5. Golant V.E. - Physica Scripta, 1982, pt 2, p.428.
6. Flyagin V.A., Nusinovich G.S., Suvorov E.V. In: Proc.of the 12th Symp. on Fusion Techn.,
7. Bornatici M., Cano R., De Barbieri, Engelmann F. - Nucl.Fusion, 1983, v.23, N9, p.1153.
8. Арсеньев Ю.А., Глаголев В.М., Елисеев Г.А., Чеверев Н.С. - Докл. С-10/218 на Междунар.конф. по физике плазмы и управл. ядерн. синтезу. Зальцбург, 1961.
9. Глаголев В.М., Хромков И.Н., Чеверев Н.С. - Атомная энергия, 1966, т.20, №5, с.401.
10. Alikaev V.V., e.a. - In: Proc. of Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. 1965, v.2, CN-21/140, p.877.
11. Andronov A.A., e.a. - Infrared Phys., 1978, v.18, N2, p.385.
12. Gaponov A.V., e.a. - Int. J. Infrared and Millimeter Waves, 1980, v.1, N3, p.351.
13. Gaponov A.V., e. a. - Int. J. Electronics, 1981, v.51, N4, p.277.
14. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
15. Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В. и др. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974.
16. Суворов Е.В., Фрайман А.А. - Изв.вузов. Радиофизика, 1977, т.20, №1, с.67.

17. Петелин М.И., Юлпатов В.К. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, т.18, №2, с.290.
18. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964.
19. Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977.
20. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1981.
21. Андронов А.А., Железняков В.В., Петелин М.И. - Изв. вузов. Радиофизика, 1964, т.7, №2, с.251.
22. Шафранов В.Д. - Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963, вып.3, с.3.
23. Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В. и др. Коллективные колебания в плазме. М.: Атомиздат, 1964.
24. Litvak A.G., Permutin G.V., Suvorov E.V., Fraiman A.A. - Nucl. Fusion, 1977, v.17, N4, p.659.
25. Батанов Г.М. и др. - Препринт №46. М.: ФИАН, 1980.
26. Гершман Б.Н. - ДАН СССР, 1961, т.137, №4, с.822.
27. Баранов Ю.Ф., Федоров В.И. - Физика плазмы, 1983, т.9, №4, с.677.
28. Голант В.Е. - Физика плазмы, 1980, т.6, №6, с.1396.
29. Аликаев В.В. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, №3, с.115.
30. La Haye R.J., Moeller C.P., e.a. - Nuclear Fusion, 1981, v.21, N11, p.1425.
31. Prafer R., Moeller C.P., e.a. - Докл. на советско-американском семинаре по токам увлечения. Москва, апрель 1983.
32. Hsuan H., e.a. - In: Proc. of the 11th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Aachen, F.R.G., 5-9 Sept., 1983.
33. Strelkov V.S. - In: Proc. of IX Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Oxford, 1979, v.2, p.387.
34. Gilgenbach R.M., e.a. - Phys.Rev.Lett., 1980, v.44, N10, p.647.
35. Baranov Ju.F., e.a. - In: Proc. of X Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. M., 1981, v.1, p.H-8.

36. Moeller C.P., e.a. *Phys.Fluids*, 1982, v.25, N7, p.1211.
37. Tanaka S., e.a. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.193.
38. Tanaka S., e.a. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.2, p.733.
39. Голант В.Е., Пилюя А.Д. - УФН, 1971, т.104, №3, с.413.
40. Голант В.Е. - УФН, 1971, т.104, №4, с.678.
41. Голант В.Е. и др. - ЖТФ, 1972, т.42, №3, с.620.
42. Аликаев В.В. и др. - Препринт ИА-7-3502/7. М., 1981; Физика плазмы, 1983, т.9, №2, с.336.
43. Robinson D.C., e.a. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.2, p.647.
44. Alcock M.W., e.a. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.167.
45. Preinhaelter J., Copecky V. - *J.Plasma Phys.*, 1973, v.10, N1, p.1.
46. Maekawa T., Tanaka S., Terumichi Y., Hamada Y. - *Phys.Rev.Letters*, 1978, v.40, N21, p.1379.
47. Maekawa T., Tanaka S., Hamada Y., Terumichi Y. - *Phys.Letters A*, 1979, v.69, N6, p.414.
48. Weitzner H., Batchelor D.B. - *Phys.Fluids*, 1979, v.22, N14, p.1355.
49. Жаров А.А. Согласованное поглощение электромагнитного излучения плазмой: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. [Рукопись. ИПФ АН СССР]. Горький, 1983.
50. Литвак А.Г., Пермитин Г.В., Суворов Е.В., Фрайман А.А. - Письма в ЖТФ, 1975, т.1, №18, с.858.
51. Tanaka S., e.a. - In: 1st Varenna-Grenoble Symp., 1978, v.1, p.197.
52. Баранов Ю.Ф., Клушин А.И., Федоров В.И. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №10, с.608.
53. Baranov Ju.F., Fedorov V.I. - In: Proc. of X Europ.Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, M., 1981, v.1 H-13.
54. De Luca F., Maroli C., Petrillo V. -
- *Nuovo Cimenta*, 1979, v.53B, N2, p.181.
55. Read M.E., e.a. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.175.

56. Chan V.S., e.a. - *Ibid.*, v.1, p.201.
57. Hui B., Ott E., Bonoli P.T., Guzdar P.N. - *Ibid.*, v.1, p.241.
58. Kritz A.H., Hsuan H., Goldfinger R.C., Batchelor D.B. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.2, p.707.
59. Batchelor D.B., Goldfinger R.C. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.207.
60. Batchelor D.B., Goldfinger R.C. - *Nuclear Fusion*, 1980, v.20, N4, p.403.
61. Batchelor D.B., Goldfinger R.C. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.2, p.683.
62. Porcolab M., Friedland L., Bernstein I.B. - *Nuclear Fusion*, 1981, v.21, N12, p.1643.
63. Audenaerde K., Scharer J.E. - In: Joint Workshop on ECE and ECRH, Oxford, 1980, p.101.
64. Audenaerde K., Scharer J., Lam N., Beyer J. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.2, p.677.
65. Тимофеев А.В., Звонков А.В. - *Физика плазмы*, 1980, т.6, с.1219.
66. Lazzaro E., Ramponi G. - *Plasma Phys.*, 1981, v.23, N1, p.53.
67. Bornatici M., Engelmann F., Maroli C., Petrillo V. - *Plasma Phys.*, 1981, v.23, N2, p.89.
68. Lazzaro E., Ramponi G., Giruzzi G. - *Phys.Fluids*, 1982, v.25, p.1220.
69. Звонков А.В. - *Физика плазмы*, 1983, т.9, №3, с.547.
70. Тимофеев А.В., Чулков Т.Н. - *Физика плазмы*, 1979, т.5, №6, с.1271.
71. Киценко А.Б., Панкратов И.М., Степанов К.Н. - *ЖТФ*, 1975, т.45, №4, с.912.
72. Звонков А.В. - *Физика плазмы*, 1982, №5, с.999.
73. Suvorov E.V., Tokman M.D. - *Plasma Phys.*, 1983, v.25, N7, p.723.
74. Fish N.J., Boozer A.H. - *Phys.Rev.Lett.*, 1980, v.45, N9, p.720.
75. Fish N.J. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.2, p.1157.
76. Паравл В.В., Переверзев Г.В. - *Физика плазмы*, 1982, т.8, №1, с.45.

77. Голант В.Е. и др. - ЖТФ, 1972, т.42, №4, с.620.
78. Аликаев В.В. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1972, т.15, №1, с.41.
79. Golant V.E., e.a. - In: Proc. III Int. Symp. on Toroidal Plasma Confinement. Garching, 1973, paper E-5.
80. Alikeev V.V., e.a. - In: Proc. VIII Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Lausanne, 1975, v.1, p.144.
81. Prater R., Moeller C.P. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.2, p.635.
82. Moeller C.P. - Ibid, v.3, p.1085.
83. Flyagin V.A., e.a. - Ibid, v.3, p.1059.
84. Alikeev V.V., e.a. - In: Proc. of the 11th Europ. Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys. Aachen, F.R.G., 5-9 Sept., 1983.
85. Sakamoto Y., e.a. - In: Proc. of the 12th Symp. on Fusion Technology. Julich, 1982, v.1, p.347.
86. Gilgenbach R.M., e.a. - Nuclear Fusion, 1981, v.21, N3, p.319.
87. Uo K., e.a. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.2, p.667.
88. Wilhelm R., e.a. - In: Proc. of the 11th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Aachen, F.R.G., 5-9 Sept. 1983.
89. Grieger G. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.3, p.983.
90. Lashmore-Davis C.N., Riviere A.C. - Ibid, v.3, p.1079.
91. Hooke W., e.a. - In: 9th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Baltimore. 1-8 Sept. 1982, IAEA-CN-41/C-5.
92. Kadomtsev B., e.a. - In: Proc. of the 12th Symp. on Fusion Technology. Julich, 1982, v.1, p.207.
93. Аликаев В.В., Вдовин В.Л., Параил В.В. - Вопр. атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез, 1981, вып.2(8), с.3.
94. Wolfe S.M., e.a. - Nuclear Fusion, 1979, v.19, N3, p.389.

НИЖНЕГИБРИДНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ

В.Е.Голант, В.И.Федоров

Среди высокочастотных методов нагрева плазмы в токамаках широко обсуждается нагрев в диапазоне частот нижнего гибридного резонанса, основанный на поглощении силно замедленных волн электронами и ионами плазмы (нижнегибридный нагрев). С инженерной точки зрения диапазон частот нижнего гибридного резонанса, попадающий для параметров термоядерных установок в дециметровую область длин волн, представляется весьма привлекательным. С одной стороны, в этом диапазоне можно использовать хорошо разработанные и эффективные генераторы – клистроны или магнетроны; этим он выгодно отличается от более высокочастотного диапазона электронного циклотронного резонанса. С другой стороны, в области дециметровых волн могут быть использованы волноводные устройства возбуждения волн в плазме, размещать которые в токамаке значительно проще, чем антенные устройства для низкочастотного диапазона ионного циклотронного резонанса.

При рассмотрении нижнегибридного нагрева плазмы обычно возникает целый круг вопросов, среди которых можно выделить следующие:

- процессы, определяющие ввод ВЧ-энергии в плазму токамака;
- распространение волн от периферии плазмы до центральной области плазменного шнура;
- механизмы поглощения энергии и нагрева;
- влияние нагрева на удержание плазмы в токамаке.

При этом особенности распространения волн играют одну из главных ролей, определяя в значительной мере как требова-

ния к устройству ввода, так и механизмы поглощения ВЧ-энергии, приводящие к эффективному нагреву. В соответствии с этим приведенное ниже описание современных теоретических представлений о нижегибридном нагреве будет начинаться с изложения упрощенной картины распространения волн, основанной на модели одномерно неоднородной плазмы. Затем будут кратко обсуждаться разнообразные эффекты, уточняющие эту картину (тороидальные эффекты, нелинейное взаимодействие волн, нелинейные механизмы нагрева и т.д.).

Во втором разделе настоящего обзора будут приведены наиболее существенные результаты экспериментального исследования упомянутых вопросов. При этом основное внимание будет уделено работам, опубликованным в 1980–1982 гг. Обзоры более ранних экспериментов можно найти в работах [1,2].

1. ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА НИЖНЕГИБРИДНОГО НАГРЕВА

В первом приближении основные закономерности распространения волн в токамаке в рассматриваемом частотном диапазоне $\omega^2 \ll \omega_{ne} \omega_{ni}$ можно установить рассматривая модель плоскостной холодной плазмы [3,4], в которой мы отвлечемся от реальной геометрии токамака, но учитываем один из главных факторов – нарастание концентрации от периферии к центру плазменного шнура. В рамках этой модели в плазме могут распространяться две замедленные вдоль внешнего магнитного поля геометрико-оптические волны, приближенные дисперсионные уравнения для которых можно представить в виде

$$\varepsilon n_{\perp}^2 = \eta(\varepsilon - n_{\parallel}^2) - g^2 \frac{\eta n_{\parallel}^2}{(\varepsilon - n_{\parallel}^2)(\varepsilon - \eta)}, \quad (1)$$

$$(\varepsilon - n_{\parallel}^2) n_{\perp}^2 = (\varepsilon - n_{\parallel}^2)^2 - g^2. \quad (2)$$

где $\varepsilon = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ne}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2}$; $\eta = 1 - \frac{\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2}{\omega^2}$; $g = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \omega_{ne}}$;

$n_{\parallel} = k_{\parallel} c / \omega$ – составляющая показателя преломления вдоль внешнего магнитного поля; $n_{\perp}^2 = c^2 (k^2 - k_{\parallel}^2) / \omega^2$; ω_{pe} и ω_{pi} – электронная и ионная плазменные частоты; ω_{ne} и ω_{ni} –

электронная и ионная циклотронные частоты соответственно,

Уравнение (1) описывает медленную волну, которая при $n_{||}^2 \gg 1$ становится практически продольной ($\vec{\epsilon} \parallel \vec{k}$), в этом пределе ее часто называют косо́й ленгмюровской волной. Она может распространяться только в области плазмы, где $\eta < 0$, $\epsilon > 0$. При $\epsilon \neq 0$ по порядку величины $n_{||}^2 \sim \omega_{pe}^2 n_{||}^2 / \omega_{hi}^2 = c^2 n_{||}^2 / c_A^2$ (c_A – альфвеновская скорость), так что длина этой волны в перпендикулярном магнитному полю направлении оказывается весьма малой, что и позволяет пренебречь реальной геометрией токамака.

Поскольку полоидальное магнитное поле в токамаках является малым, можно считать, что $K_{||}$ направлено вдоль тороидального магнитного поля. В этом случае, учитывая однородность системы по большому обходу и пренебрегая ее тороидальностью, можно положить $n_{||} = \text{const}$, и тогда поперечный покаатель преломления медленной волны обращается в бесконечность при $\epsilon = 0$ (т.е. при выполнении условия нижнегибридного резонанса). В окрестности резонанса приближение холодной плазмы нарушается. Оказывается (см., на пример, [5]), что при учете теплового движения здесь происходит линейная трансформация рассматриваемой нами медленной моды в плазменную волну, распространяющуюся в сторону убывания концентрации плазмы. Область трансформации при конечной температуре плазмы оказывается несколько смещенной относительно положения гибридного резонанса в сторону меньших концентраций [6]:

$$\epsilon^2 \approx 6\beta_i^2 n_{||}^2 \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{pi}^2}{\omega^4} \left(1 - \frac{1}{4} \frac{T_e}{T_i} \frac{\omega^4}{\omega_{he}^2 \omega_{hi}^2} \right), \quad (3)$$

где T_e и T_i – температуры электронов и ионов соответственно, $\beta_i = v_{Ti} / c$, $v_{Ti} = \sqrt{2T_i / m_i}$ – тепловая скорость ионов. Возникшая в результате трансформации плазменная волна является сильно замедленной. В рамках линейного приближения ее затухание связано с резонансами на гармониках ионной циклотронной частоты $\omega = S \omega_{hi}$ (S – целое число), всегда встречающимися в плазме токамака из-за неоднородности магнитного поля.

Быстрая волна, описываемая уравнением (2), может распространяться в области плазмы:

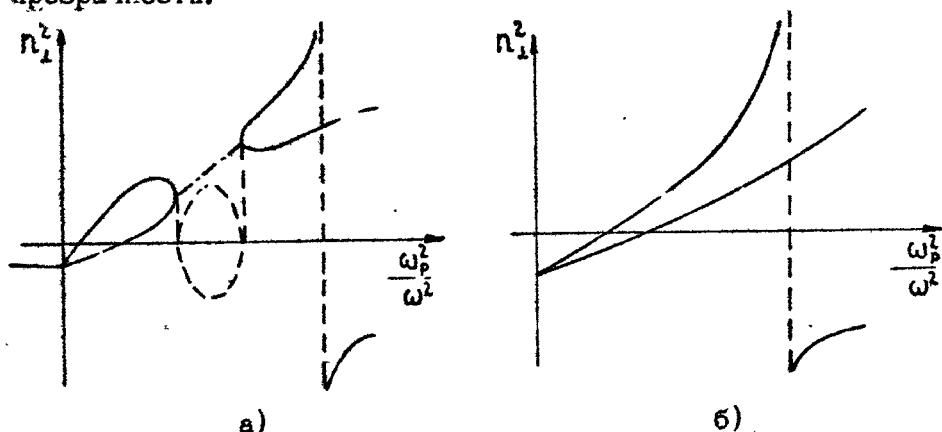
$$\frac{\omega_{pe}^2}{\omega \omega_{ne}} > n_{||}^2 - 1.$$

Уравнения (1) и (2) оказываются справедливыми во всем слое плазмы только при выполнении условия [4]

$$n_{||}^2 > 1 + \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ne}^2} \right) \gamma, \quad (4)$$

где $\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ne}^2} \right) \gamma = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ne}^2} \Big|_{\epsilon=0}$. При выполнении обратного нера-

венства в плазменном слое появляются точки взаимной трансформации быстрой и медленной волн (рис. 1), причем зона гибридного резонанса оказывается отделенной от периферии плазмы довольно широкой в реальных условиях областью непрозрачности.



Р и с. 1. Зависимость квадрата поперечного показателя преломления от концентрации плазмы для быстрой и медленной волн при разных продольных замедлениях $n_{||}$: а - случай недостаточного замедления - $n_{||}$ не удовлетворяет критерию доступности (4); б - критерий (4) выполнен

Таким образом, условие (4) приобретает особое значение в задаче о нижнегибридном нагреве плазмы, определяя границу доступности резонансной области для запускаемых с периферии плазмы волн. Легко понять, что существует и верхняя граница допустимых значений $n_{||}$. При слишком большом $n_{||}$ затухание Ландау может оказаться настолько сильным,

что энергия ВЧ-волн будет поглощаться в периферийной области плазмы, что, естественно, будет приводить к низкой эффективности нагрева [7]. Для грубой оценки поглощения медленной волны можно воспользоваться уравнением (1), учитывая в компоненте η соответствующее мнимое слагаемое η'' , описывающее затухание Ландау:

$$\eta'' = i 2\sqrt{\pi} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 n_{||}^3 \beta_e^3} \exp \left[- \frac{i}{n_{||}^2 \beta_e^2} \right],$$

где $\beta_e = v_{Te}/c$, v_{Te} – тепловая скорость электронов. Находим из уравнения (1) мнимую часть показателя преломления $n_{||}''$ и полагая $n_{||}'' (\omega a/c) < 1$ (a – малый радиус токамака), находим с логарифмической точностью

$$n_{||}'' < \frac{25}{T_e \text{ кэВ}} \quad (5)$$

В реальных условиях картина распространения и поглощения волн в токамаке оказывается, вообще говоря, заметно более сложной. Тем не менее критерии (4) и (5) качественно правильно описывают характер требований к спектру по продольным замедлениям возбуждаемых антепной системой волн. К настоящему времени предложено и экспериментально опробовано несколько таких систем, позволяющих возбуждать волны необходимой поляризации с требуемым спектром $n_{||}$. Наиболее исследованными являются так называемые системы типа "грилл", представляющие собой набор параллельно расположенных прямоугольных волноводов, обращенных открытыми концами к плазменному шнуру. В работах [8,9] развита линейная электродинамическая теория таких систем. В рамках этой теории поле в каждом из волноводов представляется в виде суперпозиции падающей на плазму волноводной моды с заданной фазой и амплитудой и совокупности всех отраженных мод с неизвестными коэффициентами. Поле в периферийной области плазмы представляется суперпозицией решений волнового уравнения, содержащих только уходящие в глубь плазмы волны. Сшивка этих полей на срезе волноводов приводит к системе уравнений для амплитуд отраженных волн. Решая эти уравнения на ЭВМ, можно получить как спектр возбуждаемых волн по $n_{||}$, так и соответствующее выражение для полного коэффициента отражения R_f падающей ВЧ-энергии.

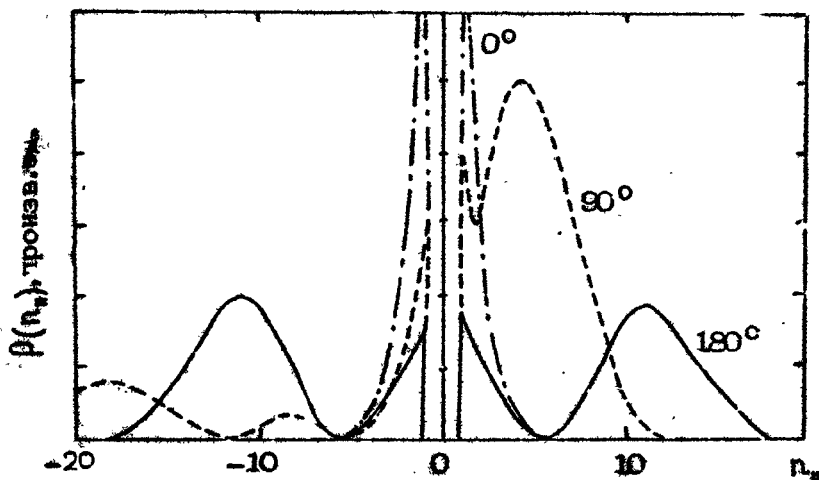
При заданной геометрии антенной системы спектр $n_{||}$ оказывается зависящим в основном от сдвига фаз $\Delta\Phi$ между падающими волнами в соседних волноводах. Коэффициент отражения также зависит от этого сдвига фаз, достигая минимума при выполнении условия [10]

$$n_{||g} \approx \frac{15}{f(b-d)} \frac{\Delta\Phi}{\pi} \gg 1, \quad (6)$$

где $n_{||g}$ — характерная величина показателя преломления; f — частота в гигагерцах; b — ширина волновода в сантиметрах; d — расстояние между волноводами в сантиметрах. При фиксированном $\Delta\Phi$, удовлетворяющем условию (6), коэффициент отражения определяется в основном градиентом концентрации dn_e/dx плазмы в области вблизи грилла и достигает очень плавного минимума при

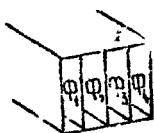
$$\frac{dn_e}{dx} \approx 2 \cdot 10^{11} (n_{||g}^2 - 1)^{1/2} \cdot f^3 \text{ (см}^{-4}\text{)}.$$

В качестве иллюстрации на рис.2 приведены расчетные значения спектральной плотности мощности, излучаемой 4-волноводной системой, используемой на установке JFT-2 [11]. Рис.3 иллюстрирует зависимость коэффициента отражения по мощности R от сдвига фаз между соседними волноводами $\Delta\Phi$ [12].



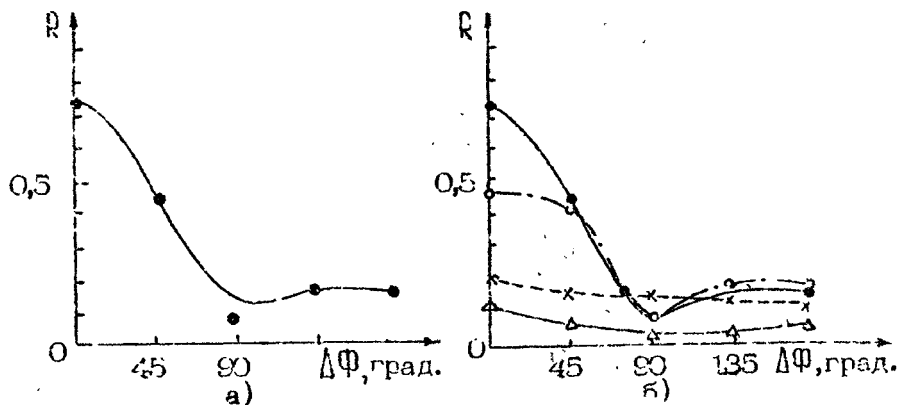
Р и с. 2. Спектральный состав излучения по волновым числам $n_{||}$ для 4-волноводного грилла при разной фазировке волнопроводов [11]

НГВ антенна
(грилл)



$$\Delta\varphi = \varphi_{i+1} - \varphi_i$$

$$(i=1, 2, 3)$$



Р и с. 3. Зависимость коэффициента отражения по мощности R от сдвига фаз между волнами в соседних волноводах $\Delta\varphi$ на токамаке JFT-2 [12]: а - сравнение экспериментальных данных (\bullet) при $P_{ВЧ}=3$ кВт с теоретической зависимостью, рассчитанной для $\partial n/\partial x = 3 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-4}$ (сплошная линия); б - экспериментальные зависимости при различных уровнях ВЧ-мощности:

\bullet — \bullet	3 кВт	} $\bar{n} = 1,0 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$
\circ — \circ	10 кВт	
\times — \times	30 кВт	} $\bar{n} = 1,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$
Δ — Δ	70 кВт	

Эффективность работы грилла кроме коэффициента отражения в существенной мере определяется долей мощности, излучаемой вне интервала $\gamma_{н}$, определяемого условиями (4), (5). Эта доля определяется числом волноводов и соотношением между параметрами β , d , c/ω . Для оптимизации системы с этой точки зрения предлагается дополнять грилл пассивными элементами - либо гофрировать стенку камеры [13], либо использовать пассивные отрезки волноводов [14].

Волны, удовлетворяющие критерию (4), обладают одной весьма интересной особенностью. Как видно из уравнения (1), угол, который составляет их групповая скорость с магнитным полем, в плотной плазме при $n_{н}^2 \gg 1$ очень мал и

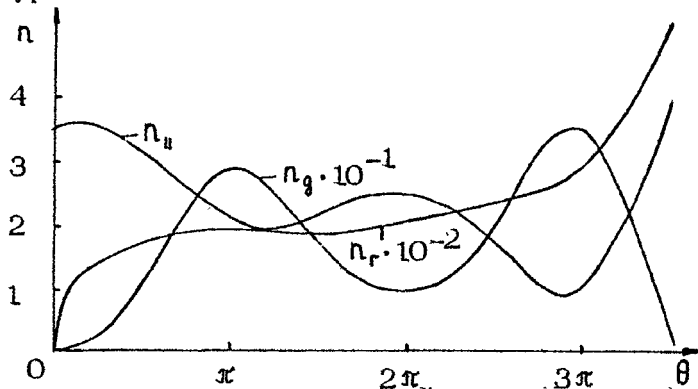
практически не зависит от величины показателя преломления. Отсюда ясно, что возбужденные антенной волны должны образовывать два узких луча (с размером вдоль магнитного поля порядка размера грилла), ориентированных почти параллельно (или антипараллельно) внешнему магнитному полю. Другими словами, в рамках рассматриваемой плоскостной модели возбуждаемые антенной системой волны образуют структуры типа резонансного конуса (см., например, [15]).

Если попытаться применить этот вывод к геометрии токамака, то возникает следующая картина: волны, следуя за полным магнитным полем, совершают обход тора как в большом, так и в малом сечении, сравнительно медленно проникая в центральную часть шнура. Ясно, что эта медленность "заглубления" волн подчеркивает слабую тороидальную неоднородность системы, приводя к заметному изменению $N_{||}$ вдоль лучевой траектории волны. Это обстоятельство может существенным образом изменить условия доступности резонанса и всю картину распространения волн по сравнению с рассмотренной плоской моделью.

В силу сложного характера неоднородности плазмы и магнитного поля анализ распространения волн в токамаке проводился только с помощью численного расчета лучевых траекторий [16-20]. Эти расчеты продемонстрировали важность тороидальных эффектов. На рис.4 представлен типичный пример, показывающий характер изменения $N_{||}$ при распространении волны вдоль траектории [17]. Из рисунка ясно, что даже в случае, когда начальные значения $N_{||}$ удовлетворяют условию (4), в одном из минимумов $N_{||}$ на траектории может произойти трансформация исходной медленной волны в распространяющуюся в сторону периферии быструю моду. Последняя, отразившись от области с малой плотностью плазмы, может при распространении в центр шнура трансформироваться обратно в медленную волну и т.д. При определенных условиях медленная волна может отражаться без трансформации в быструю моду.

Возникающая в результате картина траекторий оказывается довольно сложной и весьма чувствительной к профилям концентрации и температуры плазмы, а также к величинам тороидального отношения и запаса устойчивости Q . Эта картина заметно упрощается только в случае достаточно больших начальных значений $N_{||}$, когда линейная трансформация

исходной волны в плазменную моду происходит после одного "прохода" траектории по малому радиусу (без промежуточной трансформации в быструю моду и без отражений). Однако в этом случае часто оказывается нарушенным условие (5) и затухание Ландау происходит в сравнительно периферийной области шнура.



Р и с. 4. Зависимости продольной ($n_{||}$), азимутальной (n_g) и радиальной (n_r) составляющих показателя преломления от полоидального угла θ при распространении нижегибридной волны вдоль лучевой траектории в токамаке [17]

Естественно, расчет лучевых траекторий еще недостаточен для восстановления структуры поля волн в токамаке. Можно лишь отметить, что это поле должно заполнять все сечение плазменного шнура между поверхностями критической концентрации $n_c = 0$ и гибридного резонанса $\xi = 0$. Возникшие в результате трансформации быстрые волны могут проникать даже в область, заключенную внутри поверхности гибридного резонанса [16]. Резонансные конусы могут образовываться только в периферийных областях плазмы вблизи антенны.

Существенное влияние на распространение волн может оказывать их рассеяние на существующих в периферийной области низкочастотных колебаниях [21]. Такое рассеяние приводит к появлению у волн заметных полоидальных составляющих волнового вектора уже в периферийной области. При распространении в глубь плазмы эти составляющие будут нарастать приблизительно обратно пропорционально малому радиусу, также вызывая существенные изменения $n_{||}$.

Весьма сложным оказывается вопрос о влиянии нелинейных эффектов на распространение нижнегибридных волн [22-25]. Оценки показывают, что при используемых в настоящее время и проектируемых уровнях мощности в однородной плазме могут развиваться разнообразные распадные неустойчивости. В реальных условиях неоднородность плазмы, как правило, резко повышает пороги резонансных неустойчивостей до безопасного уровня, и поэтому обычно считается [22-24], что главную роль должны играть процессы индуцированного рассеяния исходной волны на электронах или ионах. Порог такого процесса определяется формулой [25]

$$P = \left(\frac{Z_i}{A}\right)^{1/2} \frac{12,4}{n_{ii}} \left(1 + \frac{3T_i}{Z_i T_e}\right)^{1/2} \left(\frac{B}{50 \text{ кГс}}\right)^2 \left(\frac{T_e}{100 \text{ эВ}}\right) \left(\frac{10^{12} \text{ см}^{-3}}{n_e}\right), \quad (7)$$

где P — пороговая мощность в мегаваттах, Z_i и A — заряд и массовое число ионов соответственно.

При выводе формулы (7) существенным образом использовалось предположение о том, что поле волны накачки сосредоточено в области резонансных конусов. В рамках этого расчета конвективный вынос энергии возникших в результате рассеяния волн как раз и является механизмом, определяющим порог неустойчивости. По этой причине формула (7) применима, по-видимому, только к периферийной области плазмы, в которой тороидальные эффекты еще не привели к "размазыванию" конусов.

Из расчетов [23,24] следует, что при превышении пороговой величины мощности в несколько раз рассматриваемый процесс конверсии волн на частицах приводит к поглощению подводимой мощности в периферийной области на расстоянии, существенно меньшем малого радиуса плазмы. Насыщение неустойчивости в этом случае связано с каскадными процессами и осуществляется при уровне, когда энергия в рассеянных волнах оказывается соизмеримой с энергией волны накачки. В процессе диссипации ВЧ-энергии большая ее часть, по-видимому, вкладывается в надтепловые электроны [24].

Хотя детальное сравнение результатов описанной здесь теории с экспериментами затруднено отсутствием надежных данных о параметрах плазмы в периферийной области, грубые оценки показывают, что в большинстве экспериментов используются уровни ВЧ-мощности, соизмеримые с пороговой вели-

чиной (7). Поэтому можно думать, что в зависимости от конкретных условий эксперимента могут осуществляться как режимы с сильным периферийным параметрическим поглощением ВЧ-энергии, так и благоприятные для нагрева режимы без сильных неустойчивостей. В последнем случае существенное влияние на поглощение энергии могут оказывать квазилинейные эффекты.

При достаточно высоких уровнях ВЧ-мощности квазилинейные эффекты могут существенным образом модифицировать картину затухания Ландау на электронах [26,27]. Как и обычно, резонансное взаимодействие электронов с волнами приводит к образованию плато на функции распределения, в результате чего поглощение ВЧ-энергии, заметно ослабленное, оказывается обусловленным столкновениями, стремящимися максвеллизировать функцию распределения электронов по скоростям. По упрощенной одномерной теории [26] мощность, поглощаемая единицей объема плазмы в квазилинейном режиме, определяется формулой

$$P_e = \frac{2+Z_i}{2\sqrt{2}\pi} \nu_{ei} n_e T_e \exp\left(-\frac{c^2}{v_{Te}^2 n_{||}^2}\right) \ln \frac{n_{||1}}{n_{||2}}, \quad (8)$$

где $n_{||1}$ и $n_{||2}$ — верхняя и нижняя границы спектра волн по $n_{||}$, ν_{ei} — частота столкновений электронов фона с ионами.

К сожалению, непосредственное использование этой простой формулы для интерпретации экспериментальных данных затруднено неоднородностью плазмы, и в частности изменением спектра $n_{||}$ из-за тороидальных эффектов. Анализ закономерностей квазилинейного поглощения в рамках упрощенной плоскостойкой модели (без учета изменения $n_{||}$) [28] приводит к выводу об ослаблении критерия (5), обеспечивающего отсутствие поглощения волн на периферии

$$n_{||} \lesssim \frac{6,4}{\sqrt{T_e \text{ кэВ}}} \quad (9)$$

Описанные здесь результаты относятся к случаю, когда в плазме отсутствуют волны с $n_{||} > n_{||1}$. В случае достаточно медленно убывающего (при $n_{||} \rightarrow \infty$) спектра квазилинейные эффекты могут, наоборот, усиливать затухание Ландау и приводить к периферийному поглощению ВЧ-энергии с образованием группы сильно ускоренных электронов [29].

Естественно, что в случае несимметричного спектра Π_{\parallel} квазилинейные искажения функции распределения электронов (образование плато) приводят к появлению у электронов направленной скорости, т.е. к возникновению тока в плазме [26-28,30]. Физический механизм этого явления совершенно ясен. Он связан с передачей импульса волны электронам. Не рассматривая генерацию тока подробно, отметим, что согласно расчетам эффективность генерации тока нижнегибридными волнами оказывается весьма высокой даже в условиях реактора [27,28].

Поглощение энергии нижнегибридных волн ионами в реальных условиях, по-видимому, связано с механизмом, получившим название "стохастического нагрева" [31]. Чтобы понять основные черты этого механизма, рассмотрим качественно движение быстрого иона в постоянном магнитном поле и в поле медленной (квазиэлектростатической) волны, волновой вектор которой почти перпендикулярен магнитному полю. Для простоты пренебрежем составляющей волнового вектора вдоль магнитного поля. Поскольку в рассматриваемых условиях частота волны ω существенно превышает циклотронную частоту иона ω_{hi} и можно считать выполненным условие $K_{\perp} v_{\perp} \gg \omega_{hi}$, основное взаимодействие иона с волной будет происходить в окрестности тех точек циклотронной орбиты иона, где выполняется резонансное условие

$$\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}(t_1) = K_{\perp} v_{\perp} \cos(\omega_{hi} t_1 + \varphi), \quad (10)$$

где $\vec{v}(t)$ - вектор мгновенной скорости иона; t_1 - момент времени, соответствующий резонансу; φ - фаза циклотронного вращения иона.

Ясно, что резонансное ускорение иона продолжается до тех пор, пока не произойдет заметное изменение фазы электрического поля, действующего на ион:

$$|\omega(t-t_1) - \vec{k} \cdot [\vec{r}(t) - \vec{r}(t_1)]| < 1.$$

Используя условие (10), это неравенство можно представить в виде

$$K v_{\perp} \omega_{hi} \left| \frac{(t-t_1)^2}{2} \sin(\omega_{hi} t_1 + \varphi) + \omega_{hi} \frac{(t-t_1)^3}{6} \cos(\omega_{hi} t_1 + \varphi) + \dots \right| < 1.$$

Отсюда видно, что наиболее сильно ускоряются частицы, для которых выполняются условия

$$\omega = K_{\perp} v_{\perp}, \quad \cos(\omega_{Hi} t_1 + \varphi) = 1.$$

В этом случае определяемое сдвигом фазы время ускорения $\Delta t = |t - t_1|$ по порядку величины равно

$$\Delta t \sim \frac{2}{(\omega \omega_{Hi}^2)^{1/3}}.$$

Таким образом, пролетая резонансную область, ион приобретает дополнительную скорость

$$\Delta v_{\perp} \sim 2 \frac{e}{m_i} \frac{E}{(\omega \omega_{Hi}^2)^{1/3}}$$

Изменяется также его фаза относительно волны на величину

$$K_{\perp} \Delta z \sim \frac{4K_{\perp} e E}{m_i} \frac{1}{(\omega \omega_{Hi}^2)^{2/3}} = \frac{4E}{B} \left(\frac{\omega}{\omega_{Hi}} \right)^{1/3} n_{\perp}, \quad (11)$$

где B — магнитное поле.

При малой амплитуде поля волны E , когда изменением фазы (11) можно пренебречь, движение иона будет происходить в соответствии с линейной теорией, так что при несоизмеримых периодах поля волны и циклотронного вращения частицы ($\omega \neq S \omega_{Hi}$) резонансного набора энергии не будет. Однако при существенном изменении фазы, когда

$$\frac{4E}{B} \left(\frac{\omega}{\omega_{Hi}} \right)^{1/3} n_{\perp} > 1, \quad (12)$$

частица будет вступать в резонанс после каждого циклотронного оборота с сильно измененной фазой и ее ускорение приобретет диффузионный характер. В результате оказывается, что такое "стохастическое" ускорение ионов практически неотличимо от квазилинейного нагрева "незамагнитченных" ионов по механизму Ландау [31].

Из изложенного ясно, что "стохастическому" нагреву будут подвергаться только ионы, перпендикулярная скорость которых больше фазовой скорости волны. Поэтому для эффективного поглощения ВЧ-энергии необходимо сильное замедление волн [28]

$$\frac{\omega}{K_{\perp} v_{Ti}} \leq 2\sqrt{2} . \quad (13)$$

Для типичных экспериментальных условий критерий (13) выполняется вблизи области линейной трансформации медленной нижнегибридной волны в плазменную моду. Поскольку замедление нижнегибридной волны нарастает при движении от периферии плазмы к области трансформации, первыми "начнут" ускоряться надтепловые ионы из хвоста максвелловской функции распределения. При выполнении условия (12) стохастическое ускорение ионов будет приводить к образованию плато на функции распределения ионов по перпендикулярным скоростям. Столкновения приводят к существованию наклона у этого "плато", так что в результате стохастического нагрева формируется квазимаквелловский "хвост" энергичных ионов с эффективной температурой [31]

$$T_{ih} = T_i \left[1 + \frac{2^{3/2} \gamma E^2}{3 n_i T_i} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega v_{ii}} \left(\frac{\omega}{K_{\perp} v_{Ti}} \right)^3 \right] , \quad (14)$$

где v_{ii} - частота ион-ионных столкновений; γ - отношение площади магнитной поверхности, пересекаемой ВЧ-волнами, к площади всей магнитной поверхности. Нагрев основной массы ионов в рамках этой модели обусловлен столкновениями горячих ионов и ионов фона. Мощность, передаваемая единице объема плазмы, определяется при этом следующим соотношением:

$$P_i = \frac{3}{2\sqrt{2}} n_i m_i v_{ii} v_{Ti} \left(\frac{c}{n_{\perp 2}} - \frac{c}{n_{\perp 1}} \right) \exp \left[-\frac{c^2}{n_{\perp 1}^2 v_{Ti}^2} \right] , \quad (15)$$

где $n_{\perp 1}$ - максимальная, а $n_{\perp 2}$ - минимальная величины перпендикулярного показателя преломления волн, определяющие границы квазилинейного плато функции распределения ионов $v_1 = c/n_{\perp 1}$ и $v_2 = c/n_{\perp 2}$.

Формулы (14) и (15) получены без учета реального характера неоднородности плазмы и магнитного поля в токамаке. Эта неоднородность может влиять на результаты не только через характеристики волн (спектр по n_{\perp} , $E(n_{\perp}, \bar{\tau})$ и т.д.), но также вследствие дрейфа ионов по баначовым траекториям. В результате такого дрейфа частицы проводят в

зоне стохастического нагрева (вблизи области трансформации) ограниченное время и происходит эффективное перемешивание горячих ионов по сечению плазменного шнура. В работе [32] проведено численное моделирование такого процесса. Из него следует, что нагрев быстрых ионов носит по-прежнему стохастический характер и осуществляется только после многих пролетов ионов по банановым орбитам. К сожалению, данных этой работы недостаточно для эмпирических обобщений и получения количественных критериев для оценки роли рассматриваемого фактора в нагреве ионов в различных условиях.

Изложенные теоретические представления о процессах при нижнегибридном нагреве плазмы в токамаке можно кратко резюмировать следующим образом. Эффективный нагрев плазмы возможен только в условиях, когда при используемом уровне мощности существенно не превзойдены пороги параметрических неустойчивостей. При этом нагрев ионов осуществляется, по-видимому, за счет стохастического механизма и происходит при локализации области линейной трансформации в центральной зоне шнура. За нагрев электронов ответственно квазилинейное затухание Ландау. В зависимости от спектра волн по n_{\parallel} нагрев может осуществляться как при значениях максимальной концентрации плазмы, обеспечивающих условия линейной трансформации, так и при более низких концентрациях. Профиль энерговыделения при ВЧ-нагреве существенным образом зависит от спектра волн по n_{\parallel} , на который сильное влияние могут оказывать тороидальные эффекты и рассеяние волн на существующих в токамаке флуктуациях плотности.

В случае более высоких уровней мощности эффективность нагрева, по-видимому, будет низкой в связи с развитием параметрических неустойчивостей, приводящих к поглощению энергии в периферийных областях плазменного шнура.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Первые эксперименты по нижнегибридному нагреву плазмы в токамаке были выполнены на установках ФТ-1 [33], ТМ-3 [34] и АТС [35]. К настоящему времени исследования нижнегибридного нагрева проведены на целом ряде тока-

маков при уровнях ВЧ-мощности порядка мощности омического нагрева (табл. 1,2). Хотя в большинстве этих экспериментов был уверенно зафиксирован нагрев ионов и электронов, качественно соответствующий изложенным теоретическим представлениям, тем не менее складывающаяся картина является довольно сложной и в известной мере противоречивой. Ясно, что для ее прояснения необходимы дальнейшие детальные исследования нагрева на токамаках с хорошим удержанием ионов при повышенных уровнях мощности. Не будем подробно излагать все эти эксперименты, а на некоторых современных примерах проиллюстрируем характер основных наблюдаемых закономерностей и попытаемся отметить наиболее неясные вопросы, возникающие при анализе полученных данных.

Отметим прежде всего, что различные применявшиеся системы возбуждения нижнегибридных волны позволили получить достаточно высокую эффективность связи — от 60 до 90%. Наиболее подробно изучены характеристики волноводной структуры грилл. При низком уровне мощности зависимость коэффициента отражения структуры R_f от фазового сдвига между волноводами $\Delta\Phi$, как правило, соответствует расчету, основанному на разумной модели распределения концентрации плазмы вблизи среза волноводов (см. рис.3). Однако с ростом вводимой в плазму мощности это соответствие нарушается. Обычно коэффициент отражения уменьшается и перестает зависеть от фазового сдвига $\Delta\Phi$. Это иллюстрируется рис.3, на котором приведены данные эксперимента на токамаке JFT-2 [12]. Обсуждаются две возможные причины этого эффекта. Одна из них связана с воздействием вводимой в токамак волны на параметры плазмы вблизи волноводов. Например, измерения, проведенные на токамаке Wega, показывают "уплощение" профиля концентрации вблизи грилла под действием поля волны [48]. Сильное влияние ВЧ-мощности на профили концентрации и температуры было продемонстрировано также в специально поставленном модельном эксперименте на линейной установке [49]. Однако, быть может, большую роль играет появление электронов внутри волноводов. Эти электроны могут создаваться вторично-эмиссионным ("мультипакторным") разрядом под действием поля волны и приводить к существенному изменению фазовых соотношений на выходе волноводов (см., например, [2,40,50]).

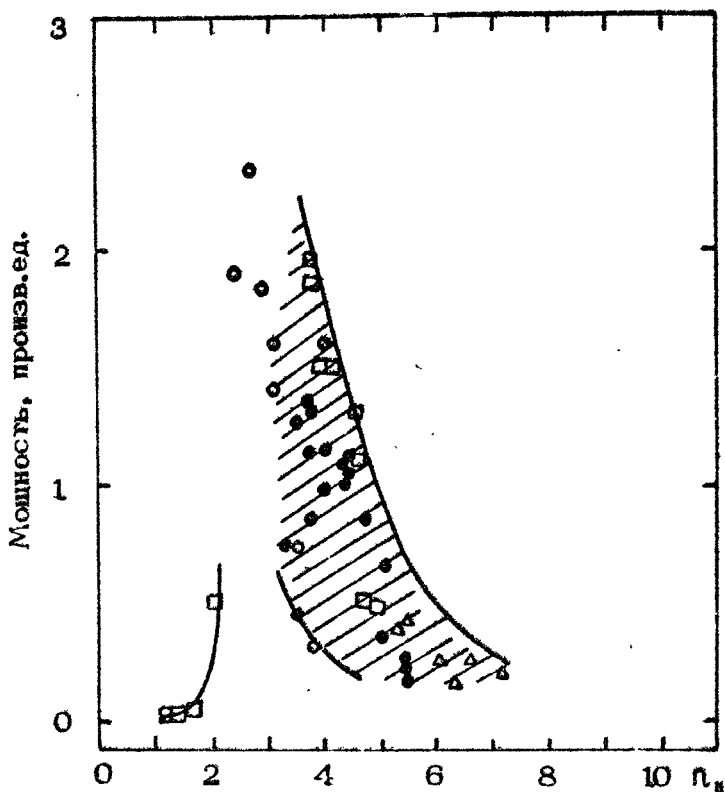
Характеристики основных экспериментов

Установки	Лаборатории	Ссылки	a, см	R, см	Параметры плазмы и омического разряда, типичные для опытов по ВЧ-нагреву						Параметры ВЧ-системы				Системы ввода ВЧ-энергии
					V _i , кГц	I _p , кА	газ	$\bar{n} \cdot 10^{-13}$, см ⁻³	T _{eo} , кэВ	T _{io} , кэВ	f, МГц	P _{HF} , кВт	p, кВт/см ²	τ_{HF} , мс	
ФТ-1	ФТИ, СССР	[33,36]	15	62	9	35	H ₂	0,6	0,4	0,07	400	80	1	3	"Гребенка"
ТМ-3	ИАЭ, СССР	[34]	10	40	35	50	-	7	0,3-0,8	0,125	1000	100	4	1	Волновод
АТС	Принстон, США	[35]	17	90	19	80	H ₂	1,5	0,8	0,2	800	120	≈1	20	4-волноводный грилл
Doublet- II, A	Сан-Диего, США	[37]	15	66	7,8	40	-	1	0,35	-	300 915	500	-	10	Замедляющая структура
Wega I	Гренобль, Франция	[38]	15	72	14	50	D ₂	1	0,5	0,13	500	180	-	10	2 петли
Wega III	Гренобль, Франция	[39]	15	72	22,5	60	D ₂	3,6 1,8	0,8	0,25	800	400	2	50	4-волноводный грилл
JFT-2(a)	JAERI, Япония	[12]	25	90	18	100	H ₂	1	0,6-1	0,27	650	135	0,8	20	4-волноводный грилл
JFT-2(b)	JAERI, Япония	[40]	25	90	13-16 10	110 70	-	2 1	0,6	0,4	650	400	2	15	4-волноводный грилл
Petula	Гренобль, Франция	[41]	14	72	27	90	-	1,7	0,9	0,2	1250	400	3	130	4-волноводный грилл
JPP T-II	Нагоя, Япония	[42]	17	91	22	83	-	1,5	-	0,2	800	320	1,7	20	2 волновода С-формы
Alcator A	Массачусетс, MIT, США	[43]	10	54	60-80	150	D ₂	15-20	1	1	2450	90	4,5	-	2-волноводный грилл
Alcator C	Массачусетс, MIT, США	[44,45]	16,5	64	90	400	D ₂	14	≈1,7	1	4600	650	9	35	4x4-волновод- ный грилл
Versator II	Массачусетс, США	[44]	13	40	13,5	60	H ₂	2,6	0,45	0,18	800	100	0,5	5	4- и 6-волно- водный грилл
FT	Фраскати, Италия	[46]	20	83	60-80	220	D ₂	3-5	1	1	2450	250	6	-	2x2-волновод- ный грилл
PLT	Принстон, США	[47]	40	132	27	-	D ₂	1,9	0,8	0,8	800	400	1,6	150	6-волноводный грилл

Установки	$\rho_{HF},$ кВт	ρ_{HF} / ρ_{ohm}	ω / ω_{UH}	$\Delta T_i,$ эВ	$\Delta T_e,$ эВ	$\frac{\Delta T_i \bar{n}_e \cdot 10^{-13}}{\rho_{HF}}$, эВ·см ⁻³ /кВт	$\frac{\Delta T_e \bar{n}_e \cdot 10^{-13}}{\rho_{HF}}$, эВ·см ⁻³ /кВт
ФТ-1	70	1	0,8	30	100	0,25	1
Wega- III	200	1,8	1,0 1,4	80	300	1,5	2,7
JFT-2(b)	200	1 1,4	1,0 1,7	300	200	3	1
Alcator C	500	1	2	100-150	220-270	4	7-8
FT	120	0,5	2	200	350-400	2,5	8,5
PLT	350	-	1,4	200	-	1	-

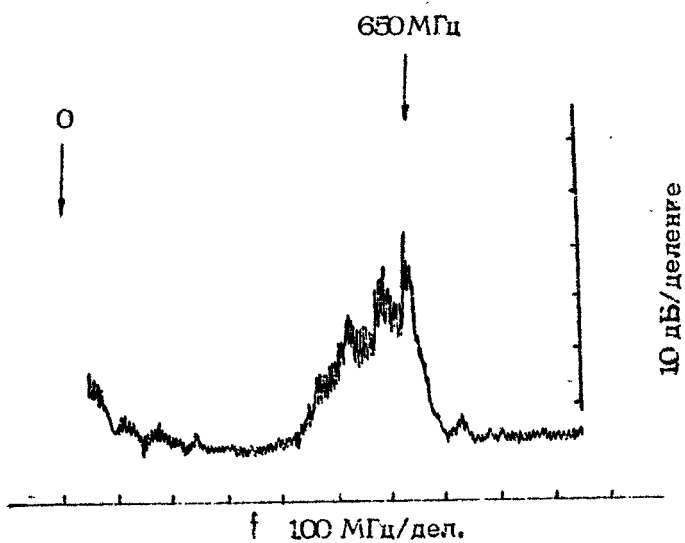
Для предотвращения вторично-эмиссионного разряда в некоторых экспериментах волноводы покрывались веществом с малым коэффициентом вторичной эмиссии (титан, углерод). Кроме того, предпринимались специальные меры для обезгаживания поверхности системы ввода (газоразрядная тренировка, геттерирование). Принятие этих мер позволило осуществлять ввод в плазму ВЧ-мощности при плотностях потока через сечение волноводов до $2-5 \text{ кВт/см}^2$ (см., например, [2,50]). В экспериментах на токамаке Alcator C достигнут даже рекордный уровень плотности потока масштабом 9 кВт/см^2 [45].

Процессы на границе между возбуждающей системой и плазмой могут изменить спектральный состав возбуждаемых волн. Определение спектра и изучение особенностей распространения возбуждаемых волн в реальной плазме токамака представляет одну из центральных задач исследований нижегибридного нагрева. До последнего времени данные о возбуждении волн в токамаке получались с помощью зондов, устанавливавшихся в тени диафрагмы. Прямые данные о проникновении волн в центральную горячую зону токамака и об их характеристиках могут быть получены в экспериментах по рассеянию миллиметровых или инфракрасных волн. Такого рода эксперименты были поставлены для изучения нижегибридного нагрева на токамаках Alcator A [51] и Wega [52]. Первые эксперименты показали, что спектр волновых чисел возбуждаемых волн не сильно отличается от рассчитанного по линейной теории. Результаты измерений спектра на токамаке Alcator A по данным о рассеянии излучения CO_2 -лазера показаны на рис.5. Нижняя граница спектра продольных замедлений ($n_{\parallel \text{min}} \approx 2,5$) примерно согласуется с условием доступности (4). Вид спектра при $n_{\parallel} > n_{\parallel \text{min}}$ качественно соответствует теоретическому. Однако в отличие от линейной теории на опыте отсутствовала зависимость спектра от фазового сдвига между волноводами системы возбуждения. Эксперимент свидетельствует о проникновении волн в центральную область плазмы, причем не обнаружено существенной азимутальной неоднородности амплитуды волн (такая неоднородность могла бы быть следствием резонансных конусов). Наблюдалось некоторое частотное уширение спектра ($\Delta f \leq 5 \text{ МГц}$), интерпретируемое как следствие рассеяния волн на дрейфовых колебаниях плазмы.

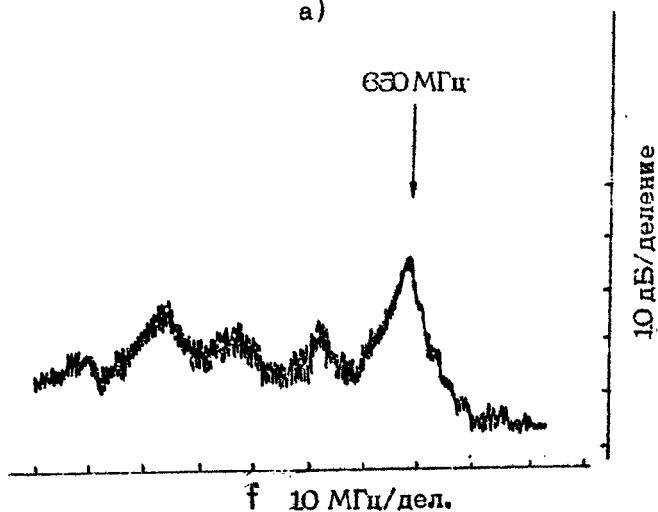


Р и с. 5. Спектральный состав нижнегибридных волн по продольным замедлениям на токамаке Alcator A

Во многих работах зарегистрировано возбуждение в периферийных областях плазмы параметрических неустойчивостей. Впервые они наблюдались при нижнегибридном нагреве плазмы на токамаке АТС [35]. В ряде случаев отмечалось связанное с ними снижение эффективности нагрева. Наиболее подробное исследование периферийных неустойчивостей и их влияния на нагрев плазмы было выполнено на токамаке JFT-2 [12,40,53]. Характеристики колебаний измерялись в этих экспериментах с помощью зондов, помещенных в тени диафрагмы. На рис.6 представлены частотные спектры, соответствующие двум распадным неустойчивостям, обнаруженным и идентифицированным на JFT-2. Первая из них, по мнению авторов работы [40], связана с возбуждением вистлеровской волны и ионной квазимоды (т.е. с процессом ин-



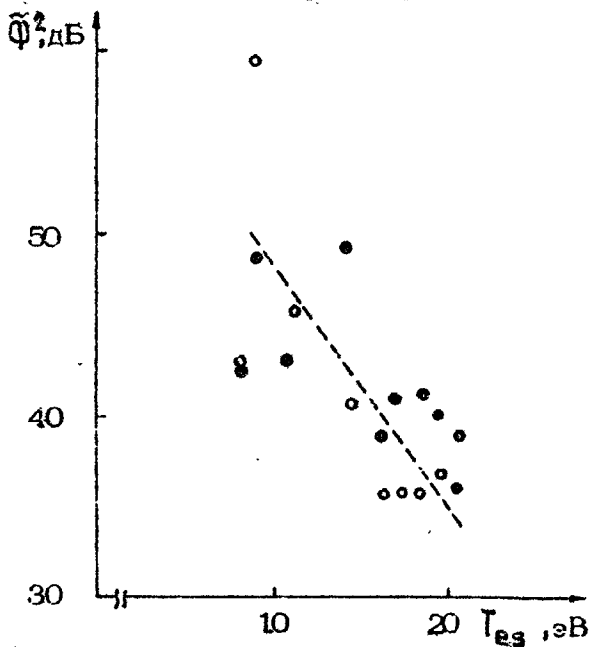
а)



б)

Р и с. 6. Распадные частотные спектры, измеренные электростатическим зондом в тени диафрагмы на токамаке JFT-2: а – спектр в диапазоне 0 – 1 ГГц, указывающий на наличие нерезонансной неустойчивости (индуцированного рассеяния волн); б – спектр резонансного распада на ионно-циклотронную и косую ленгмюровскую волны

дуцированного рассеяния волны на качки на ионах). Вторая соответствует резонансному распаду возбуждаемой в плазме волны на косую ленгмюровскую и ионно-циклотронную волны. В качественном соответствии с теоретическими предсказаниями амплитуда развившихся колебаний быстро уменьшается с ростом температуры в периферийной области, обусловленным нагревом основной плазмы (рис.7).

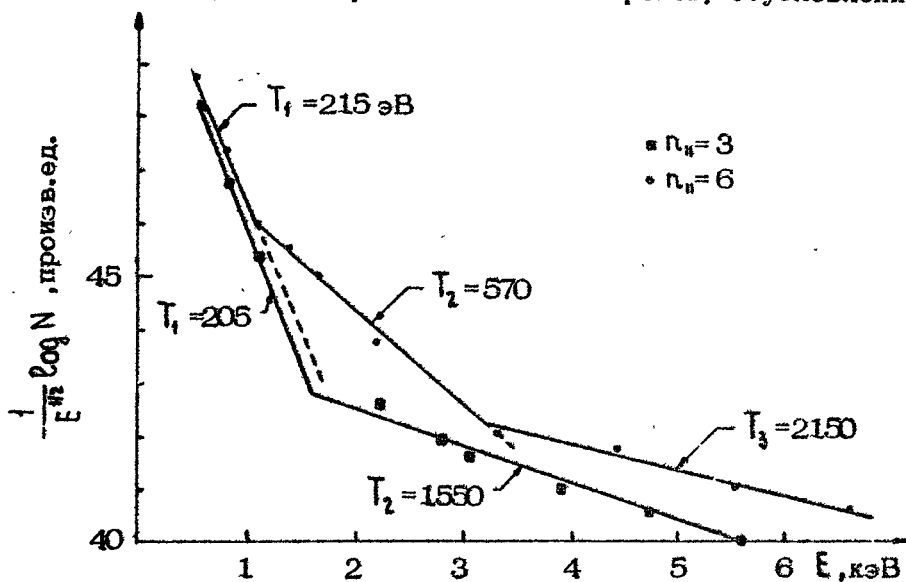


Р и с. 7. Зависимость амплитуды распадных волн от температуры электронов на краю плазмы T_{es} для резонансной (o o) и нерезонансной (• •) неустойчивостей на токамаке JFT-2

Эксперименты на JFT-2 показали определенную корреляцию между эффективностью нагрева ионов основной плазмы и параметрическими неустойчивостями – при уменьшении амплитуды неустойчивых колебаний эффективность нагрева возрастала. По-видимому, это свидетельствует о возникновении периферийного поглощения ВЧ-энергии при развитии параметрических неустойчивостей и соответствующем уменьшении проникновения нижнегибридных волн в центральные области плазменного шнура.

Перейдем теперь к результатам экспериментальных исследований нагрева ионов. Практически во всех экспериментах было зарегистрировано образование ускоренных "надмаксвелловских" групп ионов при введении в плазму токамака ВЧ-мощности. Впервые образование групп быстрых ионов при нижнегибридном нагреве было обнаружено в экспериментах на токамаке ФТ-1 [33], в которых было также установлено, что значительная часть этих ионов ускоряется в центральной зоне плазмы, в окрестности области трансформации.

Экспериментальные данные об образовании быстрых ионов получены с помощью измерений энергетического спектра атомов перезарядки, испускаемых плазмой, и измерения нейтронного выхода. На рис.8 приведены энергетические спектры нейтралей перезарядки, полученные в недавних опытах на токамаке Wega [39]. Спектры эти обычно могут быть представлены в виде суперпозиции двух максвелловских распределений. Как показало приведенное в некоторых экспериментах сканирование анализатора нейтралей, источник быстрых ионов расположен в центральной области плазмы. Об этом же свидетельствуют измерения потока нейтронов, обусловленных



Р и с. 8. Спектр нейтралей перезарядки на токамаке Wega при использовании двух гридлов с разными замедлениями волн ($\bar{n} = 2,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $P_{\text{HF}} = 130 \text{ кВт}$)

ускоренными ионами дейтерия. На рис.9 представлена кривая роста нейтронного потока, полученная при нижнегибридном нагреве на токамаке PLT [47]. Рис.10 иллюстрирует радикальную зависимость потока нейтронов в опытах на токамаке Alcator A [43].

Детальное исследование условий образования быстрых ионов при нижнегибридном нагреве выполнено на токамаке Wega [39,54]. В этих опытах использовались две системы типа грилл, позволявшие возбуждать волны с разными спектрами продольных замедлений. Как видно из рис.8, спектры нейтралей перезарядки, а следовательно, и функция распределения ионов по энергиям, существенным образом зависят от типа используемого грилла. Оказывается, что в соответствии с теоретической картиной стохастического квазилинейного нагрева нижняя граница ускоренных ионов по энергиям неплохо соответствует максимальным значениям поперечных показателей преломления в области линейной трансформации, оцененным в рамках плоскостной модели по расчетным спектрам n_{\parallel} . Соответствует теоретической модели и зависимость эффективности генерации быстрых ионов от концентрации плазмы. Оказывается, что нейтралы перезарядки с данной энергией появляются только в том случае, когда концентрация в плазменном шнуре достигает уровня, при котором можно ожидать существования волн с необходимым поперечным замедлением. Этот факт иллюстрируется рис.11, на котором представлены зависимость поперечного показателя преломления n_{\perp} от концентрации плазмы, рассчитанная на основе модели плоскостной плазмы, и соответствующие этим показателям преломления энергии ионов $E_{\perp i} = m_i c^2 / 2n_{\perp}^2$. Заштрихованными четырехугольниками и ромбами представлены нижние (по концентрации) границы наблюдения нейтралей перезарядки с данной энергией. Видно, что они локализованы вблизи дисперсионных кривых $n_{\perp}^2(n_0)$, относящихся к разным продольным замедлениям $n_{\parallel} = 10$ и $n_{\parallel} = 6$. Эти значения n_{\parallel} близки к границам расчетных спектров для использованных гриллов.

Сопоставление экспериментально наблюдаемой "температуры" горячих ионов с формулой (14) затруднено отсутствием надежной оценки для величин γ , E и $\omega / K_{\perp} v_{Ti}$. Однако, если подставить в формулу (14) величину K_{\perp} , соответствующую области трансформации, вместо электрического по-

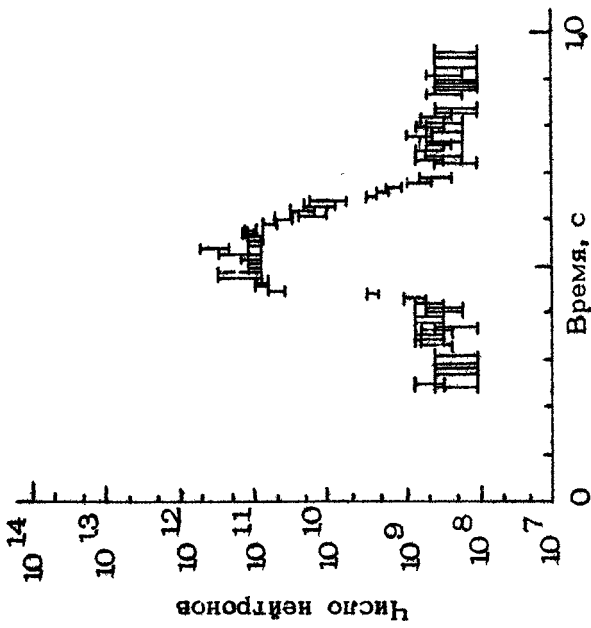


Рис.9

Р и с. 9. Поведение потока нейтронов при введении в плазму токамака РЛТ Вц-мощности 420 кВт (между 450 и 600 мс).

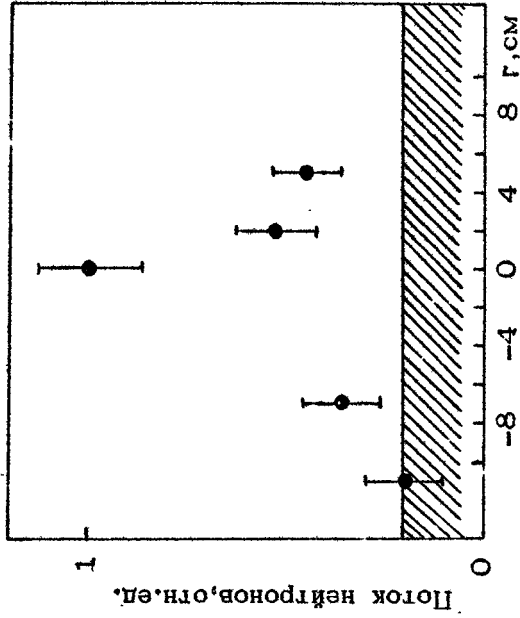
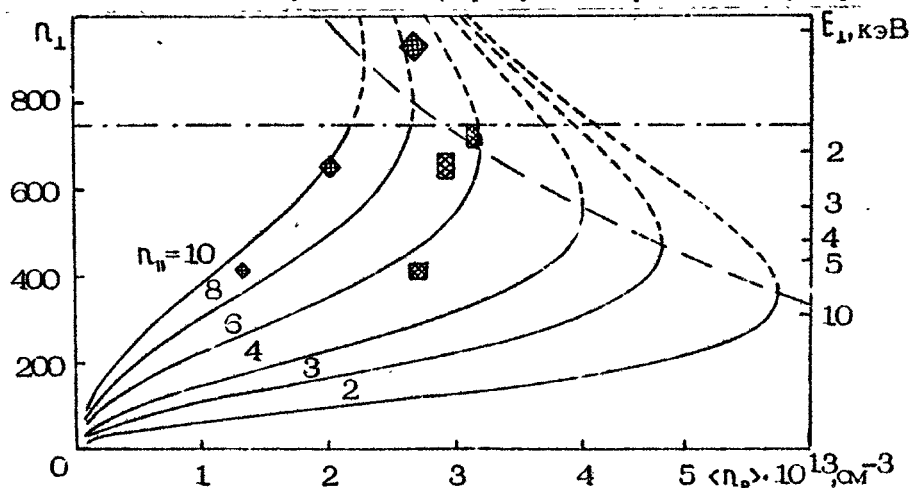


Рис.10

Р и с. 10. Зависимость потока нейтронов от радиуса в малом сечении на токамаке Alcator А

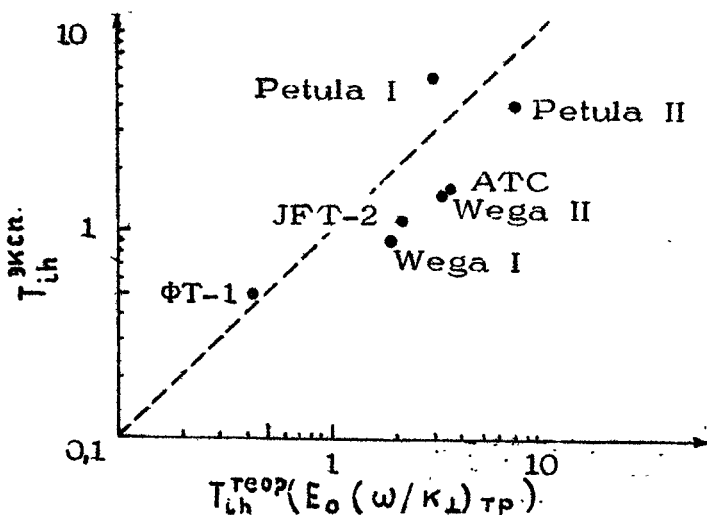
ля ξ взять его значение вблизи грилла, а η оценить как произведение длины грилла на $1/8$ полюидального периметра шнура, отнесенное ко всей поверхности, то полученное таким образом значение по порядку величины, как это видно из рис.12, неплохо соответствует целому ряду экспериментов [54].



Р и с. 11. Зависимость показателя преломления от локальной концентрации плазмы на токамаке Wega. Границы наблюдения быстрых нейтралей перезарядки при использовании гриллов, обеспечивающих различное замедление волн, помечены четырехугольниками ($n_{\parallel}=3$) и ромбами ($n_{\parallel}=6$)

Приведенные данные относятся к группе быстрых ионов, образующихся в центральной области плазмы. В некоторых других работах говорится об образовании быстрых ионов на периферии. В эксперименте на токамаке JFT-2, например, установлена прямая корреляция между числом быстрых ионов и шириной распадного спектра, регистрируемого на периферии [40]. По-видимому, возникновение периферийных групп быстрых ионов существенно зависит от условий эксперимента. В некоторых случаях одновременно могут существовать группы быстрых ионов центрального и периферийного происхождения.

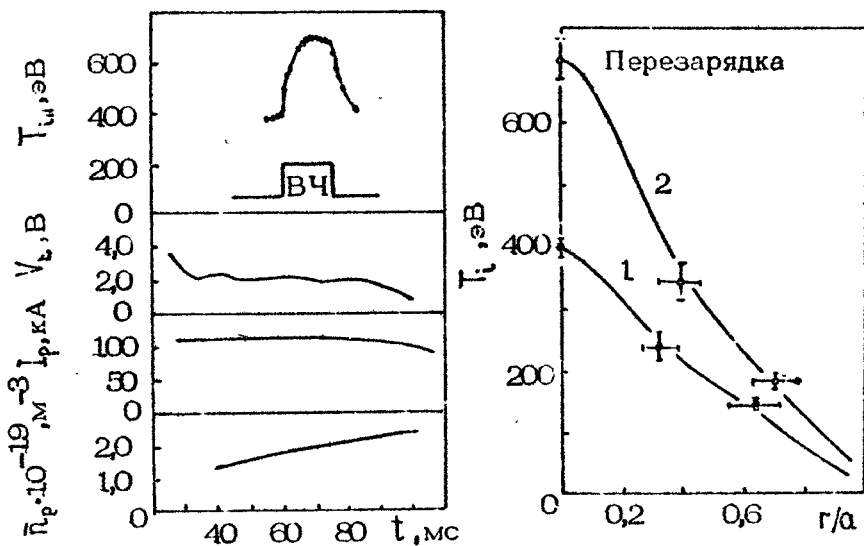
Нагрев основной массы ионов был обнаружен во многих экспериментах по нижнегибридному нагреву, начиная с опытов на токамаках АТС и Wega [35,38]. Наиболее надежные данные о нагреве ионов получены из измерений энергетического спектра нейтралей перезарядки (при регистрации



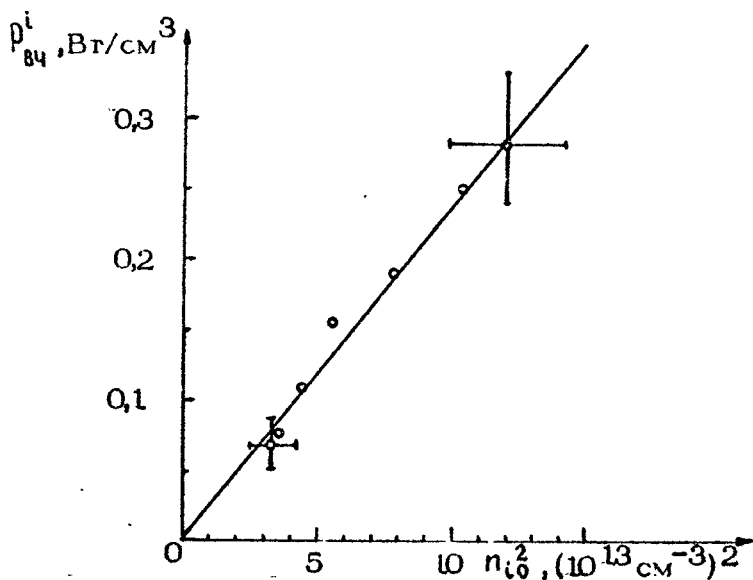
Р и с. 12. Экспериментальные и теоретические значения "температуры хвоста" быстрых ионов на токамаках [54], рассчитанные по величине поля у грилла E_0 и фазовой скорости в области трансформации $(\omega/k_{\perp})_{гр}$

их в тангенциальном направлении) и по доплеровскому уширению линий высокоионизованных ионов кислорода и углерода. В качестве примера на рис.13 представлены данные об изменении профиля ионной температуры при нижегибридном нагреве на токамаке JFT-2 [53]. Эксперименты на ряде токамаков качественно согласуются с предположением о том, что нагрев основной массы ионов происходит путем передачи ей энергии от группы ионов, ускоряемых в результате стохастического нагрева. В частности, на токамаке Wega показано, что в соответствии с формулой (15) энергия, передаваемая основной массе ионов, пропорциональна квадрату плотности плазмы. Этот вывод иллюстрируется рис.14 [54]. Подтверждается также предсказываемая формулой (15) зависимость нагрева ионов от спектра n_{\parallel} [39]. Наряду с описанной моделью нагрева ионов через "хвост" быстрых частиц в некоторых работах (например, [40]) рассматривается также возможность прямого нагрева основной массы ионов в центральной зоне токамака. Однако механизм такого нагрева остается невыясненным.

Остановимся теперь на экспериментальных данных о нагреве электронов. Первые сведения об образовании групп быстрых электронов под действием нижегибридных волн бы-

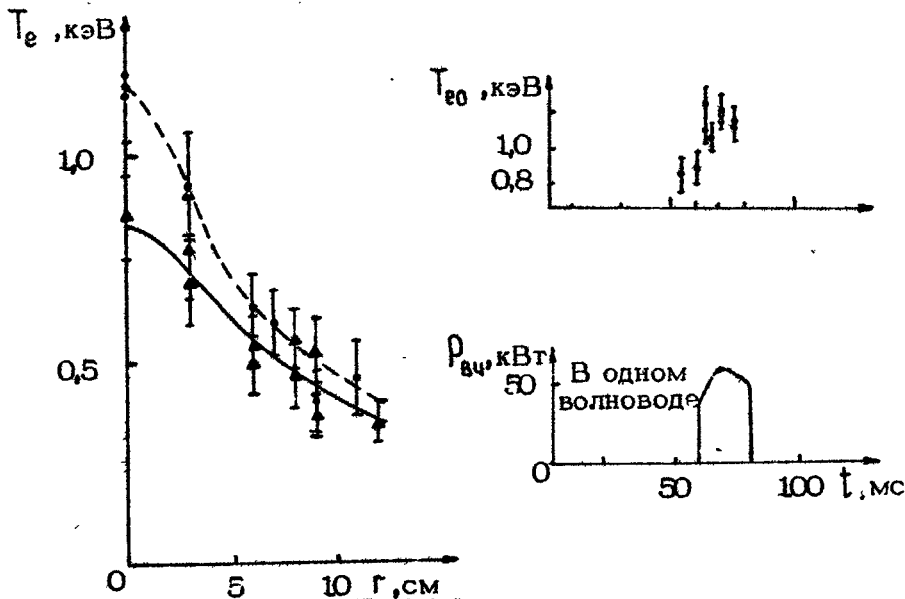


Р и с. 13. Эволюция параметров плазмы в течение ВЧ-импульса и профили ионной температуры до начала (1) и в конце (2) ВЧ-нагрева на токамаке JFT-2



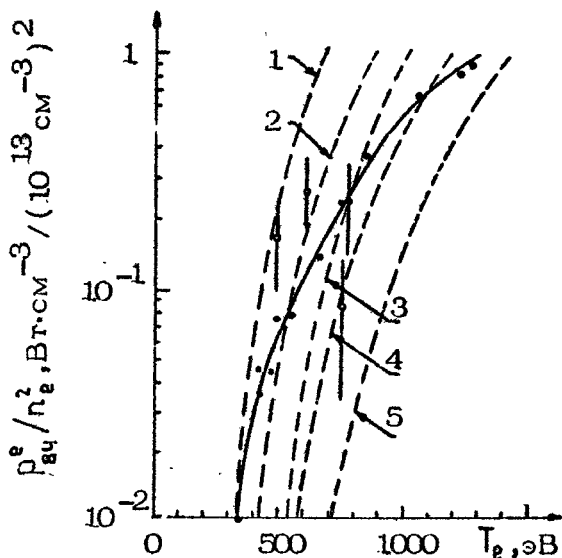
Р и с. 14. Плотность ВЧ-мощности, поглощаемая ионами, в зависимости от квадрата концентрации плазмы на токамаке Wega

ли получены в экспериментах на токамаке ТМ-3 [34]; нагрев основной массы электронов был впервые обнаружен на токамаке ФТ-1 [36]. Экспериментальная информация о нагреве электронной компоненты основывается на измерениях спектра томсоновского расстояния, на анализе спектров мягкого рентгеновского излучения и СВЧ-излучения в окрестности гармоник электронной циклотронной частоты. На рис.15 представлены результаты измерения электронной температуры в процессе нижнегибридного нагрева на токамаке Wega [39]. Как показал анализ, имеющиеся экспериментальные данные в основном согласуются с предположением о нагреве электронов по механизму Ландау с учетом квазилинейной релаксации. Сопоставление экспериментальной картины с формулой (8), описывающей этот механизм, дано в работе [54], где изучен энергетический баланс электронов на токамаке Wega при возбуждении в нем нижнегибридных волн с помощью двух петель, дающих широкий спектр продольных замедлений; простирающийся до $n_{||} = 7-9$. На рис.16 представлена зависимость удельной мощности, вкладываемой в электронную компоненту, от электронной температуры. Видно, что экспе-



Р и с. 15. Радиальные профили температуры электронов до начала (\blacktriangle) и в конце (\bullet) ВЧ-импульса и эволюция центрального значения температуры при ВЧ-нагреве на токамаке Wega

риментальная кривая согласуется с формулой (8), если принять, что продольное замедление находится в пределах $n_{||} = 6-8$. Эти цифры разумно соответствуют форме возбуждаемого спектра.



Р и с. 16. Зависимость отношения поглощаемой электронами плотности мощности к квадрату концентрации плазмы от электронной температуры.

Пунктир – теоретические кривые, сосчитанные при различных значениях продольного замедления $n_{||1}$ и параметра $\alpha = n_{||1}/n_{||2}$ (см. (8)): 1 – $n_{||} = 9, \alpha = 2$; 2 – $n_{||} = 8, \alpha = 2$; 3 – $n_{||} = 7, \alpha = 4$; 4 – $n_{||} = 7, \alpha = 2$; 5 – $n_{||} = 6, \alpha = 4$

В последнее время получили широкое распространение работы, направленные на генерирование токов увлечения в токамаке под действием нижегибридных волн. В экспериментах удалось получить токи увлечения, сравнимые с индукционными токами, правда, при относительно малых концентрациях плазмы (см., например, [47,55]). Рассмотрение этих работ выходит, однако, за рамки настоящего обзора.

Подводя итоги экспериментов по нижегибридному нагреву плазмы в токамаке, следует отметить, что во многих случаях характеристики нагрева качественно соответствуют модели, в которой нагрев ионов определяется стохастическим

Параметры планируемых экспериментов

Установки	Лаборатории	Ссылки	Q , см	R , см	V , мл/с	I_p , кА	$\bar{p}_e \cdot 10^{-13}$, см ⁻³	ρ_{HF} , МВг	τ_{HF} , с	f , Гц
ASDEX	ФРГ	[56]	40	165	28	500	3,5	2	2	1,3
FT	Фраскаги, Италия	[57]	20	83	80	40	40	1	1	2,45
Alcator C	Массачусетс, США	[44]	16,5	64	120	500	100	4	0,5	4,6
ФТ-2	ФТИ, СССР	[55,58]	8	55	25	50	2	0,25		915

ускорением вблизи области трансформации, а нагрев электронов – квазилинейным затуханием Ландау. В то же время различные эксперименты не всегда согласуются друг с другом. Имеются, в частности, различия, связанные с влиянием параметрических неустойчивостей на эффективность нагрева. Максимальная эффективность достигается при подавлении параметрических эффектов, вызывающих периферийное поглощение, и предотвращении нелинейных ограничений в системах возбуждения. Значения эффективности нагрева в оптимальных условиях достигают 50%, причем распределение вкладываемой в плазму мощности между электронной и ионной компонентами зависит от условий эксперимента.

Следует отметить, что далеко не все физические вопросы, относящиеся к взаимодействию нижнегибридных волн с плазмой, разрешены. Нельзя считать до конца выясненными условия развития параметрических неустойчивостей в реальной геометрии токамака, их влияние на проникновение волн в плазму и на нагрев. Остается неизученным вопрос влияния рассеяния нижнегибридных волн на колебаниях, существующих в плазме. Много неясного в работе возбуждающих систем при высоком уровне мощности. Наконец, остается неисследованным кардинальный вопрос о влиянии нижнегибридного нагрева на устойчивость и термоизоляцию плазмы в токамаке. Для выяснения существующих проблем представляются важными эксперименты на крупных токамаках и при уровнях мощности, существенно превышающих мощность омического нагрева. Параметры нескольких экспериментов такого типа, намеченных на ближайшее время, приведены в табл.3. Их результаты позволят оценить перспективы нижнегибридного нагрева в сравнении с другими методами нагрева плазмы в токамаках.

Л и т е р а т у р а

1. Golant V.E. – In: 1st Varenna-Grenoble Symp., 1978, v.2, p.149.
2. Tanon G. e.a. – Preprint EUR-CEA-FC-1075. Grenoble, 1981.
3. Стикс Т. Теория плазменных волн. М.:Атомиздат, 1965.
4. Голант В.Е. –ЖТФ, 1971, т.41, №12, с.2492.

5. Голант В.Е., Пилия А.Д. - УФН, 1971, т.104, №3, с.413.
6. Lallia P. - Preprint EUR-CEA-FC-774. Grenoble, 1975.
7. Troyon F., Perkins F.W. - In: Proc. of the 2nd Top. Conf. on Radio Frequency Plasma Heating. Lubbock, 1974.
8. Brambilla M. - Nuclear Fusion, 1976, v.16, N1, p.47; 1979, v.19, N10, p.1343.
9. Баранов Ю.Ф., Щербинин О.Н. - Физика плазмы, 1977, т.3, №2, с.246.
10. Brambilla M. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.285.
11. Imai T., Okamoto N., Nagashima T. - Preprint IPPJ-467. Nagoya, 1980.
12. Nagashima T., Fujisawa N. - In: 1st Varenna-Grenoble Symp., 1978, v.2, p.281.
13. Дьяченко В.В., Щербинин О.Н. - ЖТФ, 1976, т.46, №8, с.1775.
14. Motley R.W., Bernabei S., Hooke W.M., Paoloni F.J. - Preprint PPPL - 1651, Princeton, 1980.
15. Баранов Ю.Ф., Щербинин О.Н. - Физика плазмы, 1981, т.7, №3, с.646.
16. Баранов Ю.Ф., Федоров В.И. - Письма в ЖТФ, 1978, т.4, №13, с.800.
17. Baranov Yu.F., Fedorov V.I. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.313.
18. Englade R. e.a. - Ibid, p.399.
19. Brambilla M., Gardinali A. - Ibid, p.405.
20. Barbato E., Sautini F., Taroni A. - Ibid, p.417.
21. Bellau P.M., Wong K.L. - Phys.Fluids, 1978, v.21, N4, p.592.
22. Рубенчик А.М., Рыбак И.Я., Стурман Б.И. - ЖЭТФ, 1974, т.67, №4, с.1364.
23. Рубенчик А.М. - Письма в ЖТФ, 1976, т.2, №11, с.521.
24. Berger R.L., Chen L., Perkins F.W. - Preprint PPPL - 1307. Princeton, 1976.
25. Berger R.L., Chen L., Kaw P.K., Perkins F.W. - Phys.Fluids, 1977, v.20, N11, p.1864.

26. Fisch N.L. - Phys.Rev.Lett., 1978, v.41, N13, p.873.
27. Karney C.F., Fisch N.L. - Phys.Fluids, 1979, v.22, N9, p.1817.
28. Brambilla M., Chen Y.P. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.2, p.565.
29. Parail V.V., Shyrugin R.V. - In: 1st Varenna-Grenoble Symp., 1978, v.2, p.475.
30. Klima R. - Plasma Phys., 1973, v.15, N10, p.1031.
31. Karney C.F.F. - Phys.Fluids, 1979, v.22, N11, p.2188.
32. Tanaka S.J., Takamura S., Okuda T. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.2, p.607.
33. Гладковский И.П. и др. - ЖТФ, 1973, т.43, №8, с.1632.
34. Аликаев В.В. и др. - ЖТФ, 1975, т.45, №3, с.523.
35. Porkolab M., Bernabei S., Hooke W.M. e.a. - Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, p.230.
36. Golant V.E. e.a. - In: Proc. of the 9th Europ.Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Oxford, 1979, B24.
37. Freeman R.L. e.a. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.343.
38. Lallia P.P. e.a. - In: 1st Varenna-Grenoble Symp., 1978, v.2, p.265.
39. Gormezano C. e.a. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.2, p.439.
40. Uehara K., Nagashima T. - Ibid., p.485.
41. Parlange F and PETULA Group. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.343.
42. Onkubo K. e.a. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.2, p.543.
43. Porkolab M. e.a. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.355.
44. Porkolab M. e.a. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.2, p.469.
45. Porkolab M. e.a. - In: Proc. of the 9th Internat.Conf on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Res., Baltimore, USA, 1982, p.C-4.

46. Alladio F. e.a. - Ibid., p.J-4.
47. Stevens J.E. e.a. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.2, p.455.
48. Shaer M.El. e.a. - Ibid., p.571.
49. Motley R.W., Hooke W.M., Anania G. - Phys.Rev.Lett., 1979, v.43, N24, p.1799.
50. Gormezano C. e.a. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.3, p.1141.
51. Surko C.M. e.a. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.393.
52. Ichtchenko G. e.a. - In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.2, p.577.
53. Imai T. e.a. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.377.
54. Pacher H. e.a. - Ibid., p.329.
55. Будников В.Н., Герасименко Г.В., Дьяченко В.В. - Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №18, с.1089.
56. Brinkschutte H. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.427.
57. Consoli T. - Ibid, p.27.
58. Дьяченко В.В., Щербинин О.Н. Препринт. Л.: ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 1982.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ В ОБЛАСТИ ИОННЫХ ЦИКЛОТРОННЫХ ЧАСТОТ

А.В. Лонгинов, К.Н. Степанов

1. ВВЕДЕНИЕ

Быстрые магнитозвуковые волны (БМЗВ) с частотами порядка циклотронной частоты ионов эффективно используются в настоящее время для получения горячей плазмы в токамаках. Этот метод нагрева плазмы представляется одним из наиболее перспективных для достижения температуры поджига в термоядерном реакторе – токамаке.

БМЗВ могут быть легко возбуждены в плазме токамака, в том числе и в токамаке с большими размерами, для них существуют эффективные линейные механизмы поглощения, технические проблемы создания источников необходимой мощности для этого диапазона частот (20–150 МГц) разрешимы, наконец, эксперименты последних лет подтвердили высокую эффективность нагрева плазмы этими волнами.

Цель настоящей работы – обзор состояния теоретических и экспериментальных исследований по нагреву плазмы в токамаках с помощью БМЗВ^{*)}.

На первом этапе исследований ВЧ-нагрева плазмы с помощью циклотронного резонанса для ионов (этот метод предложен в работах [4,5]), наиболее значительные успехи были достигнуты на прямых системах [6,7] и позднее на стеллараторах С [8] и "Ураган" [9] при использовании ионных циклотронных волн. При этом в системах с радиусом плаз-

^{*)}Этому вопросу также посвящены более ранние обзоры [1-3].

менного шнура порядка нескольких сантиметров были получены значения температуры ионов $T_i \leq 1$ кэВ при плотности плазмы $\bar{n} \sim 10^{13} - 10^{14}$ см⁻³. БМЗВ в этом диапазоне частот также использовались для нагрева плазмы с малыми размерами (1-10 см) (достигнуты значения температуры порядка сотен электронвольт при $\bar{n} \sim 10^{13} - 10^{14}$ см⁻³). Так как в этих опытах с целью достижения возможно большей температуры плазмы использовались волны большой амплитуды, то нагрев плазмы был обусловлен различными мелкомасштабными высокочастотными неустойчивостями, т.е. был "турбулентным" нагревом (см., например, [1]).

Такова была ситуация с ионным циклотронным нагревом (ИЦН) к тому моменту, когда в связи с успехами исследований по удержанию плазмы на токамаках в ИАЭ им.И.В.Курчатова [13,14] во всем мире началось широкое развитие работ по программе токамаков и на повестку дня встал вопрос о "дополнительном" нагреве плазмы. Необходимо было решить задачу увеличения температуры плазмы на величину порядка 1 кэВ при ее малом радиусе $a \sim 20 - 10$ см для строящихся токамаков; в токамаке с параметрами термоядерного реактора нагрев должен обеспечить прирост температуры $\Delta T \sim 10$ кэВ при малом радиусе плазмы $a \sim 1 - 2$ м. Для этой цели не подходят ни ионно-циклотронные волны, так как они не могут быть эффективно возбуждены внутри плазмы с большими размерами из-за широкого барьера непрозрачности, ни метод турбулентного нагрева с помощью БМЗВ, поскольку он требует чрезвычайно высокой мощности ВЧ-источников.

Оказалось, однако, что для нагрева плазмы в токамаках можно использовать и такие линейные механизмы поглощения БМЗВ, как резонанс на гармонике циклотронной частоты $\omega = 2\omega_{ci}$ [1,15,16], черенковское поглощение электронами [15,17], циклотронный резонанс на ионах малой добавки [18-21] и предложенный несколько позднее механизм конверсии БМЗВ в медленную сильно затухающую коротковолновую волну в области ион-ионного гибридного резонанса [22, 23,20].

Эти волны легко могут быть введены в плазму, так как ширина барьера непрозрачности для них может быть сделана небольшой. Высокая эффективность возбуждения БМЗВ может быть достигнута при использовании резонансов раскачки собственных мод тороидального плазменного резонатора [24].

Такие резонансы были экспериментально обнаружены на токамаках ТО-1 [25] и ТМ-1-ВЧ [26]. Использование резонансов тороидальных мод стало основой при подготовке в середине 70-х гг. экспериментов по нагреву плазмы БМЗВ с использованием резонанса $\omega = 2\omega_{ci}$ на токамаках ST, АТС, TFR и PLT. На этом пути возникли существенные технические трудности, связанные с необходимостью решения задачи "слежения за модами" в течение длительного времени нагрева для ВЧ-источников с большой мощностью. Эта задача особенно сложна для больших систем из-за того, что собственные частоты тороидального резонатора очень близки друг к другу. Высказывались даже сомнения в возможности использования БМЗВ для нагрева плазмы в токамаках больших размеров. Между тем еще в [1] было показано, что эффективное возбуждение БМЗВ возможно и при наличии сильного затухания, когда резонансы тороидальных мод исчезают (режим свободного излучения). Более подробное обсуждение вопроса о возбуждении БМЗВ в условиях относительно слабого затухания в больших токамаках показывает, что нет необходимости в поддержании резонансов отдельных тороидальных мод, если спектр антенной системы по продольным волновым числам достаточно широк (режим перекрытия резонансов) [27-28]. Перекрытие резонансов экспериментально наблюдалось в первых опытах по нагреву дейтериевой плазмы с небольшой добавкой водорода в условиях резонанса $\omega = \omega_{ci}$ для ионов добавки [30-32]. Позднее эффективное возбуждение БМЗВ в режиме излучения в дейтериево-водородной плазме было продемонстрировано в условиях конверсии БМЗВ в МВ на токамаке TFR [33].

Первые успешные "силовые" эксперименты по нагреву плазмы с ионами двух сортов были выполнены в 1979 г. на токамаках PLT [34-36] и TFR [37] с вводом в плазму ВЧ-мощности $P \sim 100-300$ кВт. На PLT был обнаружен нагрев плазмы при резонансе $\omega = 2\omega_{ci}$ [38].

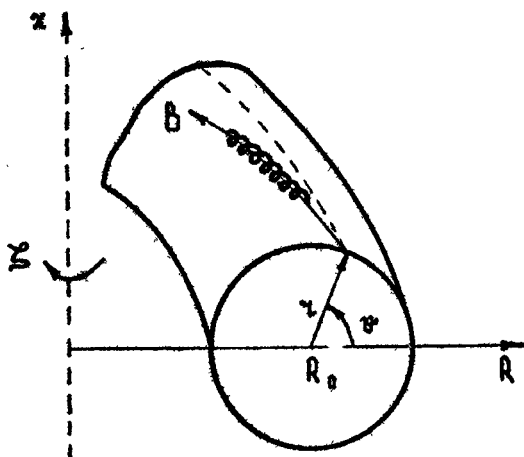
Усовершенствование систем ввода и методик очистки поверхностей камеры и антенны позволило осуществить на этих установках эксперименты по нагреву плазмы с вводом ВЧ-мощности $P \sim 2-3$ МВт и приращением температуры ионов более 1 кэВ при плотности $\tilde{n} \sim 10^{14}$ см⁻³ [39] и 2 кэВ при $\tilde{n} \sim 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ [40].

В настоящее время эксперименты по ИЦН плазмы при помощи БМЗВ ведутся на большом числе токамаков (как малых, так и больших) и идет подготовка к экспериментам на крупнейших токамаках JET и TFTR.

2. ТЕОРИЯ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ БЫСТРЫМИ МАГНИТОЗВУКОВЫМИ ВОЛНАМИ

2.1. Быстрая и медленная моды быстрых магнитозвуковых волн

В токамаке с большими геометрическими размерами длина волны БМЗВ меньше радиуса плазменного шнура, поэтому достаточно полное представление о характеристиках возбуждаемых волн можно получить в рамках приближения ВКБ^{*)}. Будем считать, что плазменный шнур в токамаке имеет вид цилиндра, свернутого в тор (рис.1), тороидальность предполагается малой. Тороидальным смещением магнитных поверхностей будем пренебрегать. Плотность и температуру частиц



Р и с. 1. Система координат (r, ϑ, z)

^{*)} Основные сведения о характеристиках БМЗВ можно найти в книгах [41-43].

плазмы будем считать функциями радиуса r . Тороидальное изменение магнитного поля предполагается слабым ($r \ll R_0$)

$$B_z = B_0 \frac{R_0}{R} = \frac{B_0}{1 + (r/R_0) \cos \vartheta} \quad (1)$$

Полоидальное магнитное поле $B_\vartheta(r)$ в токамаке мало, и обычно им можно пренебречь.

Рассмотрим волны, бегущие по тору,

$$(\vec{E}^-, \vec{B}^-) = (\vec{E}^{(\ell, m)}, \vec{B}^{(\ell, m)}) \exp[i(\int \kappa_r dr + m\vartheta + \ell z - \omega t)], \quad (2)$$

где ℓ и m – тороидальный и азимутальный номера, \vec{E}^- и \vec{B}^- – напряженности электрического и магнитного полей волны соответственно. Плазму будем считать анизотропным диэлектриком с тензором диэлектрической проницаемости

$$(\epsilon_{ij}) = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 \\ -i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где

$$\epsilon_1 = 1 - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2}, \quad \epsilon_2 = - \sum_i \frac{\omega_{pi}^2 \omega}{\omega_{ci} (\omega^2 - \omega_{ci}^2)},$$

$$\epsilon_3 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}. \quad (4)$$

Выражение (4) для ϵ_3 получено в случае $\chi_e = \frac{c}{\sqrt{2} K_n v_{Te}} \gg 1$, где $K_n = \ell/R$. Если $\chi_e \ll 1$, то вместо (4) следует использовать выражение^{*}

$$\epsilon_3 = \frac{\omega_{pe}^2}{K_n^2 v_{Te}^2} \left[1 + i\sqrt{\pi} \chi_e W(\chi_e) \right], \quad (4')$$

где

$$W(\chi_e) = e^{-\chi_e^2} \left(1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\chi_e} e^{t^2} dt \right).$$

^{*} При возбуждении БМЗВ внешними токами можно считать амплитуды $\vec{E}^{(\ell, m)}$ и $\vec{B}^{(\ell, m)}$ пропорциональными амплитуде Фурье этих токов, ℓ и m в этом случае заданные числа, а K_n является функцией ℓ и m .

Зависимость коэффициентов ε_1 и ε_2 от угла ϑ вследствие тороидального убывания магнитного поля приводит к "зацеплению" моды с данным m с соседними модами, имеющими азимутальные числа $m+1$ и $m-1$. Однако в предположении слабой тороидальности, $r/R_0 \ll 1$, связь мод можно, как правило, пренебречь. Исключением являются области конверсии волн. Там, где нужно учитывать связь мод, но где приближение ВКБ справедливо, будем считать m , так же как и k_r , медленно изменяющейся функцией r и ϑ .

Дисперсионное уравнение, связывающее поперечный N_\perp и продольный N_\parallel показатели преломления с частотой, имеет вид

$$\varepsilon_1 N_\perp^4 + [(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)(N_\parallel^2 - \varepsilon_1) + \varepsilon_2^2] N_\perp^2 + \varepsilon_3 [(\varepsilon_1 - N_\parallel^2)^2 - \varepsilon_2^2] = 0, \quad (5)$$

где

$$N_\perp^2 = N_r^2 + N_\vartheta^2, \quad N_r = \frac{ck_r}{\omega}, \quad N_\vartheta = \frac{cm}{r\omega}, \quad N_\parallel = \frac{ck_\parallel}{\omega}.$$

Из (5) следует, что

$$N_\perp^2 = \frac{1}{2\varepsilon_1} \left[-(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)(N_\parallel^2 - \varepsilon_1) - \varepsilon_2^2 \pm \sqrt{[(\varepsilon_1 + \varepsilon_3)(N_\parallel^2 - \varepsilon_1) + \varepsilon_2^2]^2 - 4\varepsilon_1\varepsilon_3[(\varepsilon_1 - N_\parallel^2)^2 - \varepsilon_2^2]} \right]. \quad (6)$$

Выражение (6) определяет показатели преломления медленной волны (МВ) — верхний знак и быстрой волны (БВ) — нижний знак.

Рассмотрим вначале поведение показателей преломления (6) в зависимости от плотности и большого радиуса R в области $\omega > \omega_{ce}$, считая, что плазма содержит ионы одного сорта [1]. Так как $|\varepsilon_3| \gg |\varepsilon_{1,2}|$, то выражения (6) для показателей преломления БВ и МВ упрощаются

$$N_\perp^2 = \frac{(\varepsilon_1 - N_\parallel^2)^2 - \varepsilon_2^2}{\varepsilon_1 - N_\parallel^2} \quad (7)$$

$$N_\perp^2 = -\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} (N_\parallel^2 - \varepsilon_1). \quad (8)$$

В глубине плазмы, где $\varepsilon_1 - N_\parallel^2 \gg N_\parallel^2$, для БВ

$$N_\perp^2 = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2^2}{\varepsilon_1} \approx N_A^2 \quad \left(N_A = \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} = \frac{c}{v_A} \right). \quad (9)$$

Показатель преломления МВ обращается в нуль в точке $r = r_{0M}$, где $\epsilon_3 = 0$, т.е. $\omega_{pe}(r) = \omega$. Показатель преломления N_r БВ равен нулю в точке $r = r_{0B}$, положение которой определяется формулой (7), в которой следует положить $N_1 = N_2$, в этом случае согласно (7) получим

$$N_A^4 - [N_2^2 + 2(N_n^2 - 1)]N_A^2 - (\Omega^2 - 1)(N_n^2 - 1)(N_2^2 + N_n^2 - 1) = 0, \quad (10)$$

где $N_A = \frac{\omega_{pi}(r)}{\omega_{ei}} = \frac{c}{v_A}$ - альфвеновский (λ) показатель преломления. $\Omega = \omega/\omega_{ce} > 1$. В частных случаях находим, что при $r = r_{0B}$

$$N_A^2(r) = (N_n^2 - 1)(\Omega + 1) \quad (N_n \gg N_2), \quad (11)$$

$$N_A(r) = N_2 \quad (N_n \ll N_2). \quad (12)$$

Показатель преломления МВ обращается в бесконечность в точке нижнего гибридного резонанса ($r = r_{\infty}$), где $\epsilon_1 = 0$, т.е.

$$N_A^2 = \Omega^2 - 1 \quad (\omega = \omega_{LH} = \sqrt{\omega_{pi}^2 + \omega_{cl}^2}). \quad (13)$$

Зависимость N_r^2 для МВ и БВ от плотности плазмы (радиуса плазменного шнура) показана на рис.2. Ширина области непрозрачности Δr для МВ и БВ при $k_n \ll k_2 = m/a$ (a - радиус плазмы) при плавном изменении плотности вида

$$n_e(r) = n_e(0) \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) \quad (14)$$

определяется выражениями:

$$\frac{\Delta r}{a} = \frac{N_2^2 + N_n^2 - 1}{2(N_n^2 - 1)} \frac{m_e}{m_i} \frac{\Omega^2}{N_A^2(0)}, \quad (15)$$

$$\frac{\Delta r}{a} \approx \frac{N_2^2 + N_n^2 - 1}{N_n^2(0)} \quad (\Omega \sim 1), \quad (16)$$

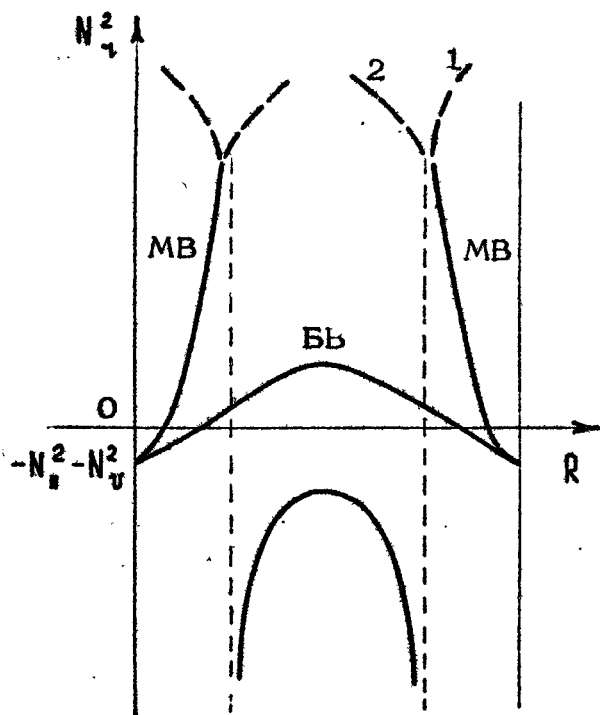
где $N_A(0)$ - значение $N_A(r)$ в центре плазменного шнура.

Внешние токи, протекающие в системе ввода ВЧ-мощности r плазму (антенне), расположены вне плазменного шнура ($r-d > a$). Поэтому поле отдельной гармоники внешнего тока убывает при удалении от проводника с током, как $\exp[-|k_r| \times (d-r)]$, где $|k_r| = (k_n^2 + k_2^2)^{1/2}$, $a < r < d$. Это поле будет также ослабляться в приповерхностном слое непрозрачности, $r_{0B} < r < a$, где $k_r^2 < 0$. Учитывая, что в этом слое по порядку

величины $|K_{\pm}| = (K_H^2 + K_D^2)^{1/2}$, получим условие малого ослабления поля $|K_{\pm}| \Delta r \ll 1$ в виде

$$K_H \text{ и } \frac{N_H^2 - 1}{N_A^2(0)} \ll 1 \quad (K_H \geq K_D), \quad (17)$$

$$\frac{\pi}{2} \frac{N_D^2}{N_A^2(0)} \ll 1 \quad (K_H \leq K_D), \quad (18)$$



Р и с. 2. Распределение квадрата поперечного показателя преломления БВ и МВ в плазме, содержащей ионы одного сорта, при $\omega > \omega_{ci}$. В холодной плазме показатель преломления МВ обращается в бесконечность в точке нижнего гибридного резонанса $\omega = \sqrt{\omega_{ci}^2 + \omega_{pi}^2}$, находящейся на периферии плазменного шнура. При учете конечности ларморовского радиуса ионов поведение N^2 для МВ при $\omega \approx \sqrt{\omega_{ci}^2 + \omega_{pi}^2}$ показано пунктиром: 1 - при $\omega > 2\omega_{ci}$ и 2 - при $\omega_{ci} < \omega < 2\omega_{ci}$

Соотношения между компонентами полей можно определить из уравнений

$$\left(\kappa_j - k^2 \delta_{ij} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij} \right) E_j = 0. \quad (19)$$

Отсюда получим

$$\frac{E_r}{E_\varphi} = - \frac{N_r N_\varphi + i \varepsilon_2}{\varepsilon_1 - N_\parallel^2 - N_\varphi^2}, \quad (20)$$

$$\frac{E_\parallel}{E_\varphi} = \frac{N_\parallel}{\varepsilon_3} \left(N_r \frac{N_r N_\varphi + i \varepsilon_2}{\varepsilon_1 - N_\parallel^2 - N_\varphi^2} - N_\varphi \right). \quad (21)$$

В области плотной плазмы, где $|\varepsilon_3| \gg |\varepsilon_{1,2}|$ и $N_r \gg N_\parallel, \varphi$ эти соотношения упрощаются. Для БВ имеем

$$\frac{E_r}{E_\varphi} \approx -i \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}, \quad \frac{E_\parallel}{E_\varphi} \approx i \frac{\varepsilon_2 N_r N_\varphi}{\varepsilon_1 \varepsilon_3}. \quad (22)$$

Из (22) следует, что БВ эллиптически поляризована. При циклотронном резонансе $\omega \approx \omega_{ci}$, $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2$ и $E_r \approx -i E_\varphi$, т.е. электрический вектор этой волны вращается против направления вращения ионов в магнитном поле B_0 . Продольная составляющая напряженности электрического поля E_\parallel для БВ, согласно (22), мала по сравнению с E_φ и E_r .

Для МВ в области, где $|\varepsilon_3| \gg 1$, имеем

$$\frac{E_r}{E_\parallel} \approx - \frac{\varepsilon_3}{N_\parallel N_r} \approx \left[\frac{|\varepsilon_3| \varepsilon_1}{N_\parallel^2 (N_\parallel^2 - \varepsilon_1)} \right]^{1/2} \gg 1, \quad (23)$$

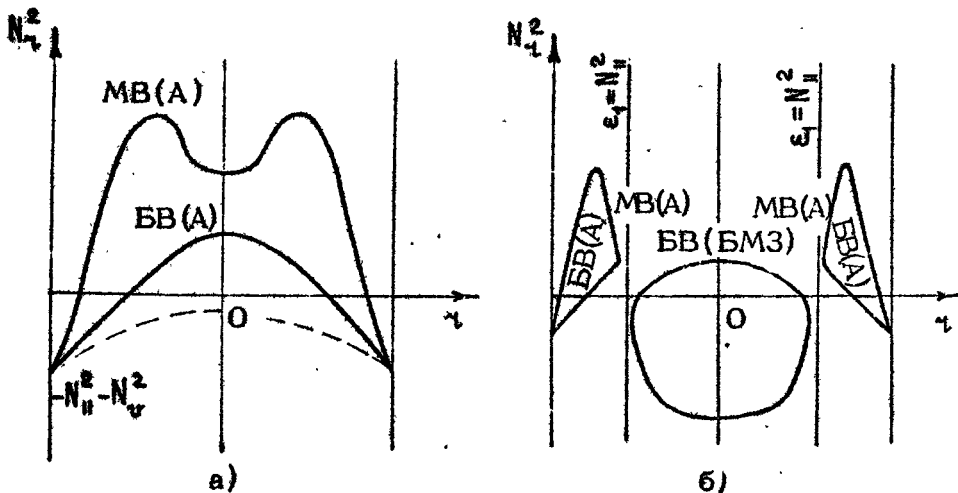
т.е. МВ поляризована в глубине плазмы практически линейно ($|\varepsilon_3| \gg |\varepsilon_{1,2}|$).

Так как для БВ составляющая электрического поля E_φ велика по сравнению с E_\parallel , то для ее возбуждения следует использовать системы ввода с азимутальными токами. Для МВ составляющая E_\parallel велика на краю плазмы, и для возбуждения МВ следует использовать системы ввода с электрическими токами, которые имеют большую составляющую в направлении тороидального магнитного поля.

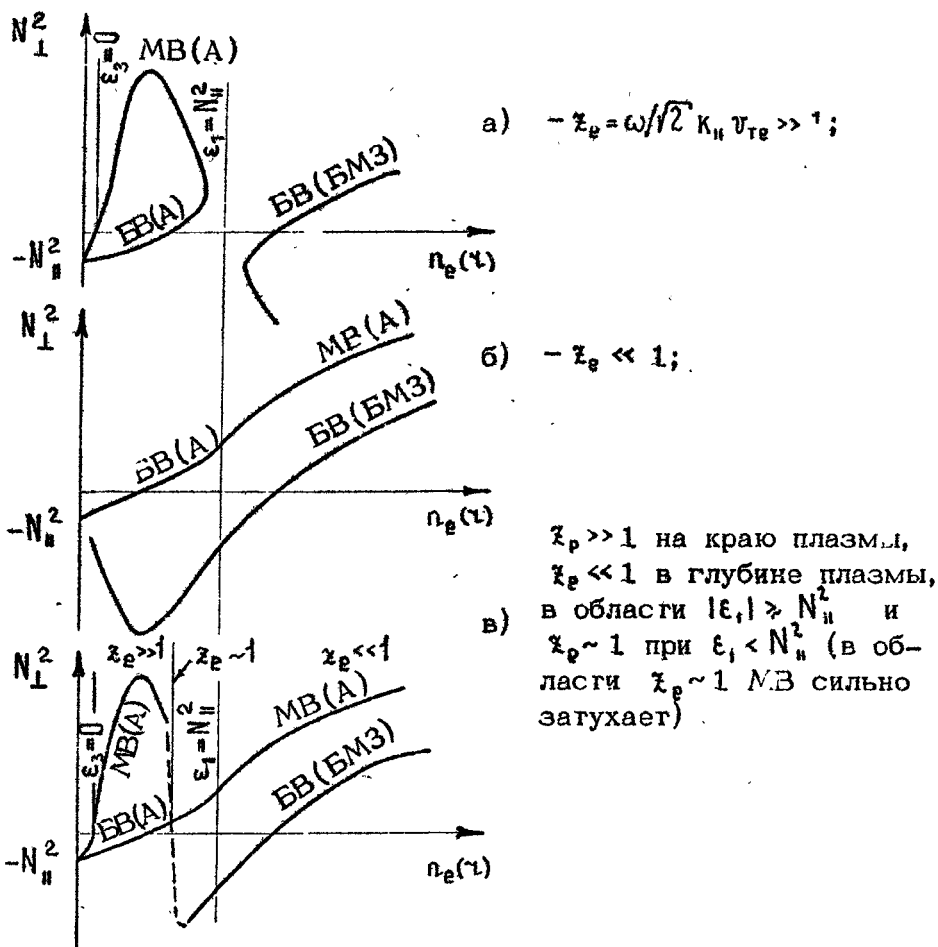
Рассмотрим токамак с параметрами реактора: $a = 1,5$ м, $B_0 = 50$ кГс, $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, $T_{e,i} \sim 10$ кэВ, $R_0 = 5$ м. В этом случае $\omega_{cd} = 2,5 \cdot 10^8$ с $^{-1}$, $N_A = 50$, $v_A = 6 \cdot 10^8$ см/с. $\lambda_p = v_A / \omega \sim 1$ см. При $k_\parallel = 0,03$ см $^{-1}$ и $\omega = 2 \omega_{cd}$ ($\rho = k_\parallel R_0 \approx 15$) $N_\parallel = 2$, $\Delta r \approx 0,8$ см, так что $k_\parallel \Delta r \ll 0,1$; при $k_\parallel = 0,1$ см $^{-1}$ ($\rho \sim 50$) $N_\parallel = 6$, $\Delta r = 15$ см, $k_\parallel \Delta r \sim 1$ (в по-

следнем случае барьер непрозрачности значительно шире и ослабление ВЧ-поля будет заметнее). Для токамака (Т-10 и РЛТ) с параметрами $a = 35-40$ см, $B_0 \sim 30$ кГс, $\bar{n}_e \sim 5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $R_0 \sim 150$ см, $T_{e,i} \sim 1$ кэВ будем иметь $\omega = 2\omega_{ci} = 3 \cdot 10^8$ с $^{-1}$ ($f = 50$ МГц), $N_A \sim 42$, $v_A \sim 7 \cdot 10^8$ см/с, $\lambda_p \sim 2,3$ см. При $k_{||} \sim 0,05$ см $^{-1}$ ($\rho = 7$) $N_H = 5$, $\Delta r = 2$ см, $k_{||} \Delta r \sim 0,1 \ll 1$ (и в этом случае проникновение ВЧ-поля в плазму хорошее).

В заключение этого раздела рассмотрим возбуждение волн при $\omega < \omega_{ci}$; Поведение показателей преломления БВ и МВ, которые определяются, как и при $\omega > \omega_{ci}$, формулами (7) и (8), показано на рис.3,4. Положение нулей N_{\pm}^2 определяется условиями



Р и с. 3. Распределение квадрата радиального показателя преломления по сечению плазмы, содержащей ионы одного сорта, при $\omega < \omega_{ci}$: а - случай плазмы с малой плотностью, $\max \epsilon_1(r) < N_H^2$, конверсия БВ в МВ отсутствует; график N_r^2 для БВ (альфвеновской) показан сплошной линией при $N_r^2(0) > 0$ и пунктирной линией - при $N_r^2(0) < 0$; б - случай плазмы с большой плотностью, $\epsilon_1(r) > N_H^2$, имеет место конверсия БВ (А) в МВ



Р и с. 4. Зависимость квадрата поперечного показателя преломления БВ и МВ в плазме, содержащей ионы одного сорта, от плотности при $\omega < \omega_{ci}$

$$N_A^2(r) = (N_H^2 - 1)(1 + \Omega) \quad (r = r_{0A}), \quad (24)$$

$$N_A^2(r) = \frac{N_H^2 - 1}{1 - \Omega} \quad (r = r_{0B}). \quad (25)$$

Положение точки трансформации альфвеновской волны в МВ приближенно определяется соотношением $N_H^2 = \epsilon_{||}$, т.е.

$$N_A^2 = \frac{N_H^2 - 1}{1 - \Omega^2} \quad (r = r_c). \quad (26)$$

В плазме с низкой плотностью ($\xi_1(0) < N_n^2$) медленная мода альфвеновской волны может распространяться по всему сечению плазмы, где $\xi_3 < 0$, конверсии МВ в БВ в этом случае не происходит. Если в (7) $N_1^2(0) < 0$, то возможно распространение только МВ (см. рис.3). В плазме с достаточно высокой плотностью, $\xi_1(0) > N_n^2$, появляется точка конверсии БВ в МВ. В этом случае во внешней части плазменного шнура возможно распространение как медленной, так и быстрой альфвеновских волн (см. рис.3,б). Если плотность плазмы в центре достаточно велика ($N_1^2(0) > 0$), то в центральной части плазмы становится возможным распространение быстрой моды БМЗВ.

Картина на рис.4 относится к случаю, когда в области конверсии и всюду при $\Gamma < \Gamma_c$ параметр $\xi_p = \omega/\sqrt{2} K_{||} v_{Te}$ велик, $\xi_p \gg 1$. Если же при $\Gamma \gg \Gamma_c$ параметр ξ_p мал ($\xi_p \ll 1$), то в окрестности $\Gamma \approx \Gamma_c$ происходит непрерывный переход БВ в МВ, которые по существу представляют собой одну ветвь колебаний (см. рис.4,б), при достаточно большой плотности становится возможным распространение слабозатухающей БМЗВ. Если в области $\Gamma < \Gamma_c$ $\xi_p \sim 1$, а при меньших Γ $\xi_p \gg 1$ и при $\Gamma \gg \Gamma_c$ $\xi_p \ll 1$, то картина распространения волн усложняется: распространяясь в глубь плазмы, МВ подходит к области сильного затухания, где $\xi_p \sim 1$, и полностью поглощается (см. рис.4,в). Быстрая мода альфвеновской волны непрерывно переходит в медленную моду, при больших значениях Γ появляется БМЗВ.

В установках для нагрева плазмы обычно реализуется ситуация, изображенная на рис.3,б. При $Q \sim 1$ значения плотности, соответствующие положению точек конверсии, $\Gamma = \Gamma_c$, и отсечки, $\Gamma = \Gamma_{0A}$, отличаются в два раза. Поэтому зона распространения быстрой моды альфвеновской волны в больших термоядерных установках будет отделена от периферии плазмы широкой зоной непрозрачности, $\Delta\Gamma = \alpha - \Gamma_{0A} \sim (1/3)\alpha$, если только точка конверсии находится в глубине плазмы. Для того, чтобы точки Γ_{0A} и Γ_c находились в глубине плазмы, необходимо выбирать согласно (25) и (26) N_n порядка $N_A(0)$, но тогда ширина области непрозрачности будет порядка $\Delta\Gamma \sim \alpha/3$ и условие хорошего проникновения через барьер непрозрачности, $K_{||}\Delta\Gamma \ll 1$, при $K_{||} \sim \omega_{ce}/v_A$ выполняется только для плазмы с малым радиусом и достаточно низкой плотностью, а именно при условии

$$k^2 \omega^2 / v_A^2(0) \leq 100 (\omega_{ci} / \omega - 1)$$

или

$$a^2 i_{\perp p}(0) \leq 10^{17} (\omega_{ci} / \omega - 1), \quad (27)$$

где a измеряется в см, $i_{\perp p}$ — в см⁻³.

Альфвеновские волны с частотой $\omega \sim \omega_{ci}$ с успехом были использованы для нагрева плазмы в стеллараторах С [8] и "Ураган" [9].

В области низких частот ($\omega \ll \omega_{ci}$) случай, соответствующий рис. 3, б, может быть использован и для больших машин. При этом возможно возбуждение БМЗВ с использованием локального альфвеновского резонанса (условие $N_{\parallel}^2 = \epsilon_1$ в этом случае имеет вид $\omega = k_{\parallel} v_A$), причем в области локального резонанса происходит трансформация БВ в МВ, идущую наружу (при $\chi_p \gg 1$), либо сильно поглощающуюся в области $\Gamma \approx \Gamma_c$ при $\chi_p \sim 1$. При $\chi_p \ll 1$ БВ трансформируется в МВ, идущую к центру (см. рис. 4 б, в), в этом случае МВ также сильно поглощается электронами при $\Gamma \gtrsim \Gamma_c$.

2.2. Поглощение быстрых магнитозвуковых волн

Поглощение в токамаке БМЗВ обусловлено бесстолкновительными механизмами ионного циклотронного и электронного черенковского резонансов, а также кулоновскими столкновениями между частицами и, возможно, наличием параметрической турбулентности.

Столкновительное поглощение. Столкновительное поглощение как БВ, так и МВ, в условиях токамака, как правило, незначительно. Оно может оказаться существенным только для МВ на периферии плазмы при условии, что плотность периферийной плазмы достаточно велика, а температура низка.

Из-за осцилляций частиц разного сорта в электрическом поле БМЗВ возникает сила трения, в результате чего в компонентах тензора ϵ_{ij} уравнений (3) и (4) появляются антиэрмитовские части, $\epsilon_i = \epsilon_i + i\epsilon'_i$, равные (см., например, [44]):

$$\epsilon'_i = \sum_{\alpha, \beta} \frac{\omega_{p\alpha}^2 v_{\alpha\beta}}{\omega(\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2)} \left(\frac{\omega^2 + \omega_{c\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2} - \frac{e_{\beta}}{e_{\alpha}} \frac{m_{\alpha}}{m_{\beta}} \frac{\omega^2 + \omega_{c\alpha} \omega_{c\beta}}{\omega^2 - \omega_{c\beta}^2} \right),$$

$$\varepsilon_2' = \sum_{\alpha, \beta} \frac{\omega_{p\alpha}^2 \nu_{\alpha\beta}}{\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2} \left(\frac{2\omega_{c\alpha}}{\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2} - \frac{e_\beta m_\alpha}{e_\alpha m_\beta} \frac{\omega_{c\alpha} + \omega_{c\beta}}{\omega^2 - \omega_{c\beta}^2} \right),$$

$$\varepsilon_3' = \frac{\omega_{p\beta}^2}{\omega^3} \sum_{\beta=i} \nu_{e\beta}. \quad (28)$$

Частота столкновений частиц α с частицами β определяется выражением

$$\nu_{\alpha, \beta} = \frac{4\sqrt{2\pi} \cdot e_\alpha^2 e_\beta^2 n_\beta \Delta}{3(m_\alpha T^3)^{1/2}} \left(\frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} \right)^{1/2}, \quad (29)$$

где Δ — кулоновский логарифм.

Коэффициент затухания БМЗВ за счет столкновений может быть получен из дисперсионного уравнения (5) при учете в нем соответствующих антиэрмитовских частей:

$$\frac{\text{Im } N_1}{N_1} = \frac{Q_1}{Q_2}, \quad (30)$$

где

$$Q_1 = -\varepsilon_1' N_1^4 - [(\varepsilon_1' + \varepsilon_3')(N_{II}^2 - \varepsilon_1) - \varepsilon_1'(\varepsilon_1 + \varepsilon_3) + 2\varepsilon_2 \varepsilon_2'] N_1^2 +$$

$$+ \varepsilon_3' [\varepsilon_2^2 - (\varepsilon_1 - N_{II}^2)^2] + 2\varepsilon_3 (\varepsilon_1' N_{II}^2 + \varepsilon_2 \varepsilon_2' - \varepsilon_1 \varepsilon_1'),$$

$$Q_2 = 2N_1^2 [2\varepsilon_1 N_1^2 + (\varepsilon_1 + \varepsilon_3)(N_{II}^2 - \varepsilon_1) + \varepsilon_2^2].$$

В области $|\varepsilon_3| \gg |\varepsilon_{1,2}|, N_{II}^2$ это выражение упрощается.

Для МВ достаточно учитывать только вклад электрон-ионных столкновений в ε_3

$$\frac{\text{Im } N_1}{N_1} = \frac{\varepsilon_3'}{2\varepsilon_3}. \quad (31)$$

Для БВ мнимая часть N_1 определяется в этом случае выражением

$$\frac{\text{Im } N_1}{N_1} = \frac{\varepsilon_1' N_1^2 + 2\varepsilon_1' N_{II}^2 + 2\varepsilon_2' \varepsilon_2 - 2\varepsilon_1' \varepsilon_1}{2N_1^2 (N_{II}^2 - \varepsilon_1)}. \quad (32)$$

Коэффициент затухания БВ с показателем преломления (7) за счет столкновений электронов с ионами равен

$$\frac{\text{Im } \kappa_r}{\kappa_r} \sim \frac{\nu_{ei}}{\omega} \frac{m_e}{m_i} \quad (33)$$

и за счет столкновений ионов различных сортов

$$\frac{\text{Im } \kappa_r}{\kappa_r} \sim \frac{\nu_{ii'}}{\omega} \quad (\omega \sim \omega_{ci}). \quad (34)$$

Если плотность различных ионов одного порядка ($n_i \sim n_{i'} \sim n_e$), то затухание за счет столкновений между ионами в $(m_i/m_e)^{1/2}$ раз сильнее затухания за счет столкновений электронов с ионами.

Столкновительное затухание МВ значительно сильнее

$$\frac{\text{Im } \kappa_r}{\kappa_r} \sim \frac{\nu_{ei}}{\omega}. \quad (35)$$

При $\omega/k_{\parallel} \gg v_{Te}$ существует еще один механизм затухания – за счет гирорелаксационного эффекта на электронах (электронная вязкость) [44]. Коэффициент затухания БВ, обусловленный этим эффектом,

$$\frac{\text{Im } \kappa_r}{\kappa_r} \sim \frac{\nu_{ei}}{\omega} \frac{\kappa_i^2 v_{Te}^2}{\omega^2} \frac{m_e}{m_i} \sim \frac{\nu_{ei}}{\omega} \beta_e \quad (\omega \sim \omega_{ci}), \quad (36)$$

где $\beta_e = \frac{4\pi n_e T_e}{B^2}$. Гирорелаксационное поглощение БВ превышает поглощение за счет столкновений электронов с ионами, если $\beta_e > m_e/m_i$, и больше ион-ионного поглощения при $n_i \sim n_{i'} \sim n_e$, если $\beta_e > \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2}$. При $\omega/k_{\parallel} \lesssim v_{Te}$ гирорелаксационное поглощение БВ оказывается малым по сравнению с электронным черенковским поглощением.

Гирорелаксационное поглощение МВ мало по сравнению с поглощением за счет силы трения между электронами и ионами.

Для токамака-реактора оценки дают следующие значения $\text{Im } \kappa_r/\kappa_r$: $6 \cdot 10^{-9}$ (сила трения между электронами и ионами); $2 \cdot 10^{-7}$ (электронная вязкость); 10^{-7} (сила трения между ионами разных сортов). Оптическая толщина

$$\tau = \int \text{Im } \kappa_r dr \sim \frac{\text{Im } \kappa_r}{\kappa_r} \kappa_A a \left(\kappa_A = \frac{\omega}{v_A} \right), \quad (37)$$

характеризующая долю поглощаемой энергии за одно прохож-

дение луча через сечение плазменного шнура, равна соответственно 10^{-3} , $3 \cdot 10^{-5}$, $1,5 \cdot 10^{-5}$. Следовательно, столкновительное поглощение БВ в токамаке-реакторе пренебрежимо мало. Это утверждение справедливо и для установок с параметрами Т-10 и PLT. Для МВ в центральной части токамаке-реактора затухание также слабое, $\text{Im } k_r / k_r \sim 3 \cdot 10^{-5}$ и $\tau \sim \text{Im } k_r \Delta r \sim 3 \cdot 10^{-2}$ ($k_r \sim k_{\parallel} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \sim 5 \text{ см}^{-1}$), но в холодной плазме вблизи стенки ($n_p \sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 10 \text{ эВ}$) $\frac{\text{Im } k_r}{k_r} \sim 3 \cdot 10^{-2}$ и $\tau \sim \text{Im } k_r \Delta r \sim 1$ при $\Delta r \sim 5 \text{ см}$.

Электронное черенковское поглощение БМЗВ [42,45,23].
Коэффициент затухания БВ, обусловленный поглощением энергии резонансными электронами, движущимися вдоль магнитного поля со скоростью $v_{\parallel} = \omega / k_{\parallel}$, равен

$$\frac{\text{Im } k_r}{k_r} = \frac{\sqrt{\pi}}{2N_1^2} \left\{ \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} k_{\parallel}^2 Q_{\parallel}^2 + \frac{k_{\parallel}^2 v_{te}^2 N_1^2 (\epsilon_2^2 - \epsilon_1^2 - \epsilon_1 N^2)}{\omega_{pe}^2 (\epsilon_1 - N^2) |1 + i\sqrt{\pi} x_e W(x_e)|^2} \right\} x_e e^{-x_e^2} \quad (38)$$

В области плотной плазмы ($N_r = N_A \gg N_{\parallel, \beta}$) выражение (38) упрощается

$$\frac{\text{Im } k_r}{k_r} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \beta_e x_e e^{-x_e^2} \quad (39)$$

Отсюда для оптической толщины получим оценку

$$\tau \sim x_e \exp(-x_e^2) \beta_e k_A \alpha, \quad (40)$$

где черта означает среднее вдоль луча значение. Для токамаке-реактора ($\omega \sim 5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $k_{\parallel} \sim 0,1 \text{ см}^{-1}$, $\beta_e \sim 10^{-2}$) получаем $\text{Im } k_r / k_r \sim 3 \cdot 10^{-3}$ и $\tau \sim 0,4$, т.е. волна почти полностью поглощается электронами за один проход плазменного шнура. Для токамака с параметрами Т-10 ($\omega \sim 3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $k_{\parallel} \sim 0,1 \text{ см}^{-1}$, $\beta_e \sim 0,7 \cdot 10^{-3}$) — $\text{Im } k_r / k_r \sim 3 \cdot 10^{-4}$ и $\tau \sim 6 \cdot 10^{-3}$, в этом случае черенковское поглощение БМЗВ пренебрежимо мало.

Коэффициент черенковского поглощения МВ нетрудно найти из (8), заменив ϵ_3 на $\epsilon_3 + i\epsilon_3' = (\omega_{pe} / \omega)^2 [1 + 2i\sqrt{\pi} x_e^3 \exp(-x_e^2)]$:

$$\frac{\text{Im } k_r}{k_r} \approx \sqrt{\pi} x_e^3 \exp(-x_e^2). \quad (41)$$

Очевидно, МВ затухает слабо только при $x_e \gg 1$. Но даже в этом случае, поскольку длина волны МВ мала, оптическая толщина может оказаться большой, например, при $x_e = 4$ со-

гласно (41) $\text{Im} k_r / k_r \sim 5 \cdot 10^{-2}$ и для токамака-реактора $t \gg 1$.

Циклотронное затухание БВ при $\omega = \omega_{ci}$ [42,45]. Циклотронное затухание БВ в плазме с $\beta \ll 1$ мало, так как электрическое поле этой волны вращается при $\omega \approx \omega_{ci}$ почти по кругу в направлении, противоположном вращению ионов в магнитном поле B_0 . Коэффициент затухания БВ при $k_{n,z} \ll k_r = k_A$ нетрудно получить из уравнения (7), положив в нем

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= i \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega k_n v_{Te}} W(z_1) - \frac{\omega_{pi}^2}{2\omega(\omega + \omega_{ci})}, \\ \epsilon_2 &= i \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega k_n v_{Ti}} W(z_1) - \frac{\omega_{pi}^2(2\omega + \omega_{ci})}{2\omega(\omega + \omega_{ci})}. \end{aligned} \quad (42)$$

Тогда, учитывая, что $\text{Re} N_1 = N_A$, имеем:

$$\frac{\text{Im} k_r}{k_r} = \frac{k_n}{k_r} \frac{1}{\sqrt{8\pi}} \frac{v_{Ti}}{v_A} f(z_1), \quad (43)$$

$$f(z_1) = \frac{\exp(-z_1^2)}{|W(z_1)|^2}, \quad z_1 = \frac{\omega - \omega_{ci}(R)}{\sqrt{2} k_n v_{Ti}}. \quad (44)$$

Так как магнитное поле B_0 убывает при удалении от главной оси тора, как $1/R$, то циклотронное затухание БВ оказывается существенным только в узкой области $R = R_c \pm \Delta R$, где $\omega_{ci}(R) = \omega$ при $R = R_c$ и

$$\Delta R = \frac{\sqrt{2} k_n v_{Ti}}{\omega} R_0. \quad (45)$$

Вне этой области ω сильно отличается от ω_{ci} и резонанс $\omega = \omega_{ci} + k_n v_n$ имеет место только для частиц с $v_n \gg v_{Ti}$, что приводит к экспоненциально малому значению $\text{Im} k_r$.

При прохождении БВ через зону резонанса ее амплитуда уменьшается в e^τ раз, где оптическая толщина τ равна

$$\tau = \int \text{Im} k_r \cos \varphi d\ell, \quad (46)$$

φ - угол между направлением луча и вектором R_r . Учитывая (43)-(45), получим [27,28]

$$\tau \sim \frac{1}{5} \frac{k_n}{k_r} \frac{v_{Ti}}{v_A} k_A \Delta R \sim \frac{1}{5} \left(\frac{k_n}{k_A} \right)^2 \beta_i k_A R_0, \quad (47)$$

где $\beta_i = 4\pi n_i T_i / B_0^2$.

Для токамака-реактора ($\omega = \omega_{cd} = 2,5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $k_A = 0,5 \text{ см}^{-1}$, $k_{||} \sim 0,1 \text{ см}^{-1}$) имеем $\Delta R \sim 15 \text{ см}$, $\text{Im} k_r / k_r \sim 4 \cdot 10^{-3}$ и $\tau \lesssim 0,1$. Это довольно сильное затухание и резонанс $\omega = \omega_{cd}$ либо $\omega = \omega_{ct}$ (t - тригий) может быть эффективным механизмом поглощения в крупных токамаках. Для установок типа Т-10 резонанс ω_{ci} приводит к очень слабому затуханию: при $k_{||} \sim 0,1 \text{ см}^{-1}$, $\omega = \omega_{cd} = 1,5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $T_d \sim 1 \text{ кэВ}$ получим $\Delta R \sim 3 \text{ см}$, $\text{Im} k_r / k_r \sim 2 \cdot 10^{-4}$, $k_r \sim 0,2 \text{ см}^{-1}$ и $\tau \sim 6 \cdot 10^{-3}$.

Циклотронный резонанс на гармонике $\omega = 2 \omega_{ci}$ [42,45,1,16]. В этом случае комплексный показатель преломления БВ по-прежнему определяется формулой (7), в которой нужно заменить $\epsilon_{1,2}$ на $\epsilon_{1,2} + i\delta\epsilon$, где

$$\delta\epsilon = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega k_{||} v_{Ti}} k_{\perp}^2 q_{Li}^2 \exp(-z_p^2), \quad (48)$$

$$z_2 = \frac{\omega - 2 \omega_{ci}(R)}{\sqrt{2} k_{||} v_{Ti}}. \quad (49)$$

Учитывая малость $\delta\epsilon$ по сравнению с $\epsilon_{1,2}$, получим для коэффициента затухания выражение

$$\frac{\text{Im} k_1}{k_1} = \frac{\delta\epsilon}{2} \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2 - N_{||}^2}{(\epsilon_1 + \epsilon_2 - N_{||}^2)(\epsilon_1 - N_{||}^2)}. \quad (50)$$

При $N_A \gg N_{||}$ это выражение упрощается:

$$\frac{\text{Im} k_r}{k_r} = \frac{1}{2} \frac{\delta\epsilon}{N_A^2} = \sqrt{\frac{\pi}{32}} \frac{N_A}{N_{||}} \frac{v_{Ti}}{v_A} \exp(-z_p^2). \quad (51)$$

Ширина зоны поглощения по-прежнему определяется формулой (45). Оптическая толщина равна по порядку величины

$$\tau \sim (\max \text{Im} k_n) \Delta R \sim \beta_i k_A R. \quad (52)$$

Затухание при $\omega = 2 \omega_{ci}$ оказывается для токамака-реактора большим ($\tau > 1$), волна поглощается за один проход сечения шнура. Для установки типа Т-10 поглощение слабее ($\tau \lesssim 0,1$), но все же достаточно велико и этот резонанс с успехом используется для нагрева плазмы в установках таких размеров.

Циклотронное затухание на малой группе ионов добавки [18-21]. Если к основной группе ионов плазмы добавить

небольшую группу более легких "примесных" ионов (например, ионов водорода или гелия-3 в дейтериевую или дейтериево-тритиевую плазму), то наличие малой добавки мало изменит дисперсионные свойства БМЗВ (рис. 5а): ее показатель преломления и поляризация будут определяться основными ионами. Поэтому волна с частотой, равной или близкой к циклотронной частоте ионов добавки, будет сильно поглощаться ионами добавки, так как поляризация этой волны эллиптическая и компонента электрического поля, вращающегося по направлению вращения ионов в магнитном поле, велика. Для учета затухания БВ необходимо в уравнении (7) заменить $\epsilon_{1,2}$ на $\epsilon_{1,2} + i\delta\epsilon'$, где

$$\delta\epsilon' = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_p'^2}{\omega_{k_H} v_T'} \exp(-z_1'^2),$$

$$z_1' = \frac{\omega - \omega_c'(R)}{\sqrt{2} \omega_{k_H} v_T'}. \quad (53)$$

Величины со штрихом относятся к ионам добавки. Условие малого влияния ионов добавки на дисперсию БМЗВ $|\delta\epsilon'| \ll |\epsilon_{1,2}|$ выполняется в области $|z_1'| \leq 1$, если

$$n' \ll n'_{cr} = \frac{\sqrt{2} \omega_{k_H} v_T'}{\omega} n_e. \quad (54)$$

Тогда в соответствии с (7) получим для $\text{Im}k_{\perp}$ выражение (50), в котором нужно заменить $\delta\epsilon$ на $\delta\epsilon'$. В случае $N_A \gg N_{H,3}$ это выражение примет вид

$$\frac{\text{Im}k_{\perp}}{k_{\perp}} = \frac{\delta\epsilon'}{2} \frac{(\Omega-1)^2}{N_A^2}. \quad (55)$$

Отсюда по порядку величины имеем

$$\frac{\text{Im}k_{\perp}}{k_{\perp}} \sim \frac{n'}{n'_{cr}}. \quad (56)$$

Оптическая толщина в этом случае равна

$$\tau \sim \frac{n'}{n'_{cr}} k_A \Delta R \sim \frac{n'}{n_e} k_A R. \quad (57)$$

Оценки для токамака-реактора ($\omega = \omega_{ch} = 2 \omega_{cd} = 5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $k_H \sim 0,05 \text{ см}^{-1}$, $T_h \sim 10 \text{ кэВ}$) дают $n'_{cr}/n_e \sim 6 \cdot 10^{-3}$ и $\tau \sim 3 n'/n'_{cr}$. Для установки с параметрами Т-10 ($\omega = 3 \cdot$

$\cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $T_h = 1 \text{ кэВ}$, $\kappa_{II} \sim 0,1 \text{ см}^{-1}$) $n'_{cr}/n_e \sim 10^{-2}$ и $\tau \sim n'/n'_{cr}$. Таким образом, в обоих случаях при $n' \sim n'_{cr}$ поглощение за один проход плазменного шнура будет полным.

2.3. Быстрые магнитозвуковые волны в плазме, содержащей ионы двух сортов [22,23,20].

Поведение показателя преломления БВ кардинально изменяется при увеличении плотности ионов добавки, в области $n' \gtrsim n'_{cr}$. В этом случае дисперсионное уравнение (7) для БВ примет вид

$$N_1^2 = \frac{(\epsilon_1 + \delta\epsilon' - N_{II}^2)^2 - (\epsilon_2 + \delta\epsilon')^2}{\epsilon_1 + \delta\epsilon' - N_{II}^2}, \quad (58)$$

где

$$\delta\epsilon' = i \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_p'^2}{\omega \kappa_{II} v_T'} W(x_1'), \quad x_1' = \frac{\omega - \omega_c'(R)}{\sqrt{2} \kappa_{II} v_T'}. \quad (59)$$

Если при $n' \ll n'_{cr}$ наличие ионов добавки мало изменяет дисперсию и поляризацию БВ, приводя лишь к появлению загухания (см. (50), (53)), то уже при $n' \sim n'_{cr}$ происходит заметное изменение и вещественной части волнового вектора, а при $n' \gg n'_{cr}$ (но $n' \ll n_e$) величина N_1 существенно отличается от его значения при $n' = 0$. В этом случае из (58) получим

$$N_1^2 = 2(\epsilon_1 - \epsilon_2 - N_{II}^2). \quad (60)$$

При $N_A^2 \gg N_{II}^2$ имеем

$$N_1^2 = \frac{2}{Q+1} N_A^2. \quad (61)$$

Для дейтериевой плазмы при наличии малой добавки водорода $Q = 2$ и

$$N_1^2 = \frac{2}{3} N_A^2. \quad (62)$$

Для коэффициента загухания из (58) получим

$$\frac{\text{Im } \kappa_r}{\kappa_r} = \frac{1}{\sqrt{2x}} \frac{\omega \kappa_{II} v_T'}{\omega_p'^2} N_1^2 f(x_1'), \quad (63)$$

где $f(x_1')$ определяется формулой (44). По порядку величины

$$\frac{\text{Im } \kappa_r}{\kappa_A} \approx \frac{n'_{cr}}{n'} < 1 \quad (64)$$

оптическая толщина, соответствующая коэффициенту затухания (64), равна

$$\tau = \frac{(n'_{cr})^2}{n' n_e} \kappa_A R \sim \left(\frac{\sqrt{2} \kappa_{II} v'_T}{\omega} \right)^2 \frac{n_e}{n'} \kappa_A R. \quad (65)$$

При $n' \sim n'_{cr}$ эта оценка совпадает по порядку величины с (57).

В области $n' \ll n'_{cr}$ наличие ионов добавки приводит к небольшому изменению $\text{Re } N_1$, Полагая $N_1 = N_A + \delta N$, получим

$$\frac{\delta N}{N_A} = - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\omega \kappa_{II} v'_T}{\omega_p'^2} N_A^2 \psi(x'_1), \quad (66)$$

где

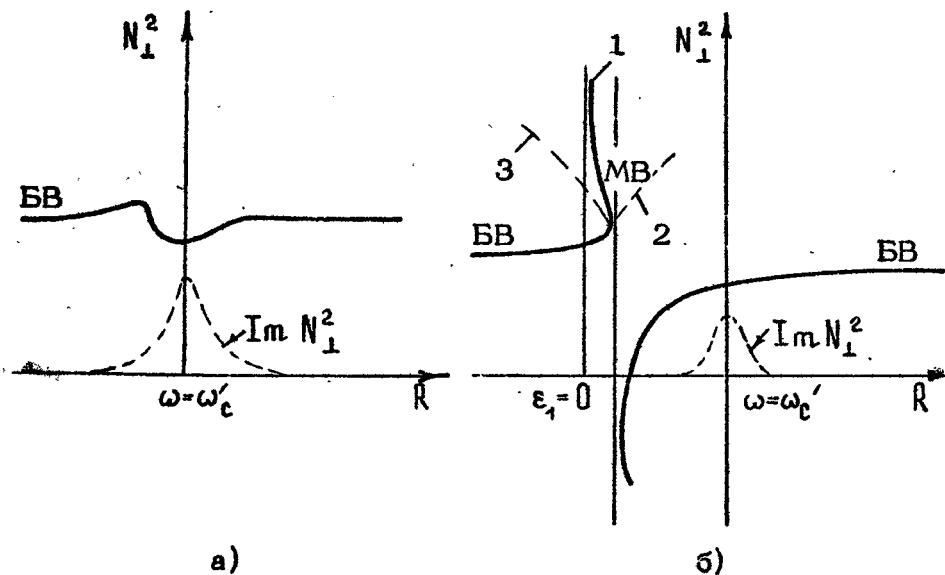
$$\psi(x'_1) = \frac{\text{Im } W(x'_1)}{|W(x'_1)|^2}. \quad (67)$$

Поведение показателя преломления БМЗВ в окрестности циклотронного резонанса $\omega \approx \omega'_c$ показано в этом случае на рис. 5а (для легких ионов добавки) и на рис. 6а (для тяжелых ионов добавки). Изменение N_1^2 обусловлено тороидальным убыванием магнитного поля.

Иная ситуация возникает при $n' \gg n'_{cr}$. В области $|x'_1| \gg 1$ имеем

$$\varepsilon_1 + \delta\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} - \frac{\omega_p'^2}{2\omega(\omega - \omega'_c)}. \quad (68)$$

При $\omega_{ci} < \omega < \omega'_c$ величина $\varepsilon_1 + \delta\varepsilon$ может быть, несмотря на малость n' , положительной за счет близости ω'_c к ω . Тогда в области, где $\varepsilon_1 + \delta\varepsilon \approx N_{II}^2$, показатель преломления (58) становится очень большим. В этой области для определения N_1^2 необходимо учитывать факторы, ограничивающие N_1 : инерцию электронов, т.е. члены порядка $1/\varepsilon_3$ [23] в дисперсионном уравнении (5), либо конечность ларморовского радиуса ионов, т.е. члены порядка $\kappa_{II}^2 \varrho_{Li}^2$, а также наличие вращательного преобразования ($\beta_{\vartheta} \neq 0$) [46, 47]. В обоих случаях порядок дисперсионного уравнения относительно N_1 повышается, что учитывает наличие МВ и эффект трансформации БВ в МВ в плазме с ионами двух сортов.

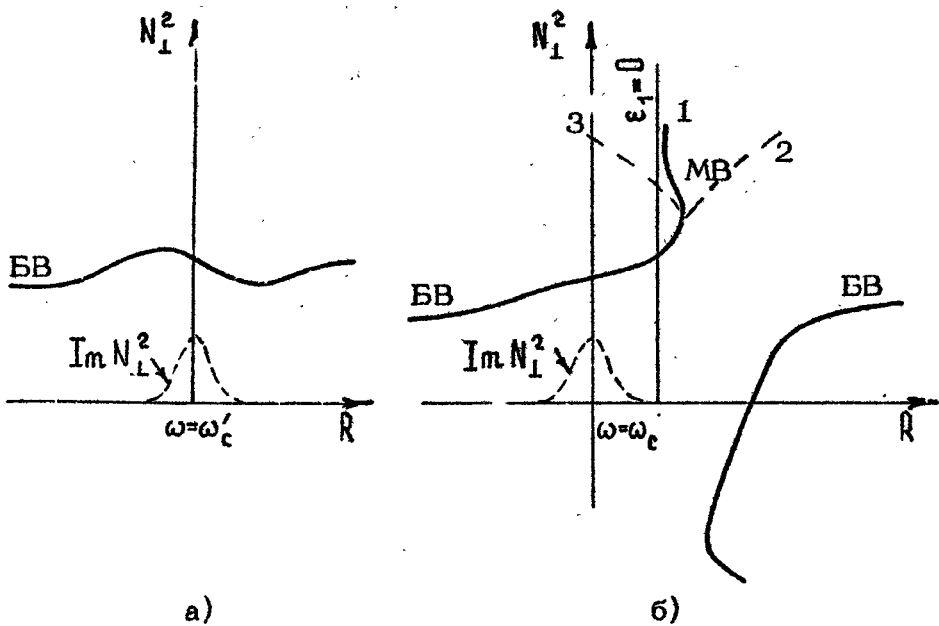


Р и с. 5. Распределение N_{\perp}^2 в области циклотронного резонанса для легких ионов малой добавки: а - $n' \ll n_{cr}$ и б - $n_e \gg n' \gg n_{cr}$. График N_{\perp}^2 для МВ в холодной плазме ($T_i = 0$) в области ион-ионного гибридного резонанса стремится к бесконечности при $\omega_{ci} \rightarrow \omega$ (сплошная линия - 1), поведение N_{\perp}^2 МВ в этой области при учете теплового движения ионов показано пунктирными линиями: 2 - при $\beta_{ef} > 0$ и 3 - при $\beta_{ef} < 0$. Приведен также график $Im N_{\perp}^2$

Рассмотрим, как изменяются в плазме токамака показатели преломления БВ и МВ при наличии ионов двух сортов с учетом только инерции электронов. В этом случае будем исходить из дисперсионного уравнения (5), где ϵ_1 , ϵ_2 и ϵ_3 определяются формулами (3) и (4), с учетом ионов обоих сортов. Тогда показатели преломления БВ и МВ будут иметь вид (6). Зависимость N_{\perp}^2 для обеих волн показана в этом случае на рис.7. Показатели преломления БВ и МВ совпадают в точке конверсии. В этой точке

$$N_{\perp}^2 = - \frac{(\epsilon_3 + \epsilon_1)(N_{\perp}^2 - \epsilon_1) + \epsilon_2^2}{2\epsilon_1} \cong \left(- \frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} \right)^{1/2} \epsilon_2. \quad (69)$$

По порядку величины для d^+ -плазмы с примесью водорода

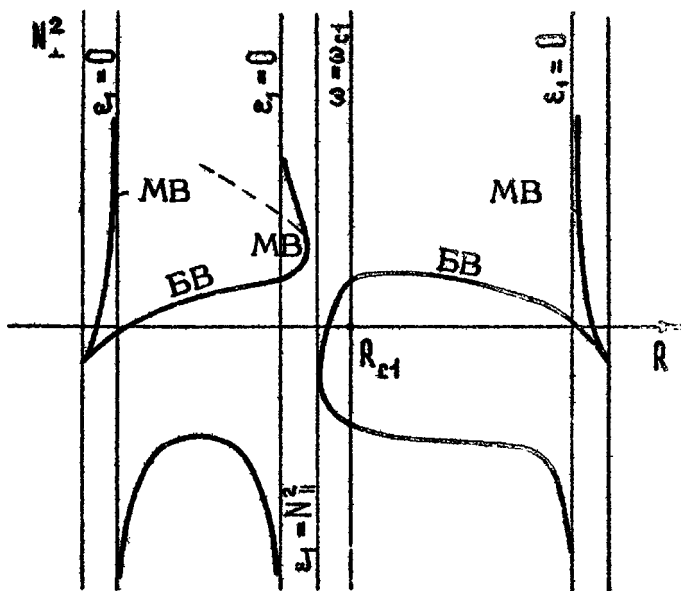


Р и с. 6. Распределение N_1^2 в области циклотронного резонанса для тяжелых ионов малой добавки: а - $\alpha' \ll n_{cr}$ и б - $n_p \gg n' \gg n_{cr}$. График N_1^2 для МВ в холодной плазме ($T_i = 0$) показан сплошной линией 1, а для горячей плазмы при учете конечности ларморовского радиуса ионов пунктирными линиями 2 при $\beta_{ef} > 0$ и 3 при $\beta_{ef} < 0$

$$N_1^2 = \frac{1}{6} \left(\frac{m_\alpha}{m_p} \right)^{1/2} \frac{N_A^3}{N_n} \quad (70)$$

Точка трансформации очень близка к точке R_c , в которой $\epsilon_1 = N_n^2$ и показатель преломления БВ (7), полученный без учета инерции электронов, обращается в бесконечность.

Медленная волна, распространяясь в сторону сильного поля, подходит к точке ион-ионного гибридного резонанса, где $\epsilon_1 = 0$. Показатель преломления МВ в "холодном" приближении в этом случае обращается в бесконечность. Эффекты пространственной дисперсии (обусловленные конечным гирорадиусом ионов) приведут к тому, что МВ превратится в плазменную волну с конечным, хотя и большим, K_1 . В точке ион-ионного гибридного резонанса



Р и с. 7. Распределение N_1^2 по сечению плазмы при наличии малой добавки легких ионов ($n_p \gg n' \gg n_{cr}$). Точка циклотронного резонанса $R = R_{c1}$, где $\omega = \omega'_c$, находится внутри шнура, точка циклотронного резонанса основных ионов $\omega = \omega_{c2}$ — вне шнура

$$\omega^2 = \omega_{ii}^2 = \frac{1}{2} (\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2 + \omega_{c1}^2 + \omega_{c2}^2) \pm$$

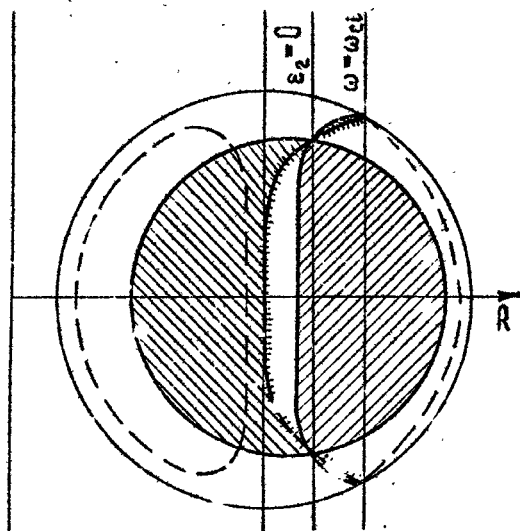
$$\pm \left[\frac{1}{4} (\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2 + \omega_{c1}^2 + \omega_{c2}^2)^2 - \omega_{p1}^2 \omega_{c2}^2 - \omega_{p2}^2 \omega_{c1}^2 - \omega_{c1}^2 \omega_{c2}^2 \right]^{1/2} \quad (71)$$

При $\omega_{pi} \gg \omega_{ci}$ отсюда получим

$$\omega_{ii}^2 \approx \frac{\omega_{p1}^2 \omega_{c2}^2 + \omega_{p2}^2 \omega_{c1}^2}{\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2} \quad (72)$$

Положение линий трансформации и отсечки по сечению плазменного шнура показано на рис.8.

Определим теперь характерные расстояния между резонансными точками на рис.5,6 и 7. Полагая, что плотность ионов добавки (водорода) мала по сравнению с плотностью дейтерия, но значительно превышает критическое значение $n'_{cr} = (\sqrt{2} k_n v_{th} / \omega) n_d$, будем иметь



Р и с. 8. Линии отсечки $N_{II}^2 = \varepsilon_1 \pm \varepsilon_2$ (сплошные линии), линия конверсии $N_{II}^2 = \varepsilon_1$ (сплошная линия с рисками) и линия ион-ионного гибридного резонанса $\varepsilon_1 = 0$ (пунктир) в сечении плазмы с ионами двух сортов (точка циклотронного резонанса для легких ионов находится внутри плазмы). Области, где $N_{II}^2 > 0$, заштрихованы

$$\varepsilon_1 = -\frac{1}{3} N_A^2 - \frac{1}{4} \frac{n_h}{n_d} N_A^2 \frac{R_0}{R - R_{ch}},$$

$$\varepsilon_2 = -\frac{2}{3} N_A^2 - \frac{1}{4} \frac{n_h}{n_d} N_A^2 \frac{R_0}{R - R_{ch}}, \quad (73)$$

где $N_A = \frac{c}{v_A} = \frac{\omega_{pd}}{\omega_{cd}}$ при $R = R_{ch}$, $R = R_{ch}$ — положение точки циклотронного резонанса, $\omega = \omega_{ch}(R_{ch})$. Тогда характерные расстояния при $N_{II}^2 \ll N_A^2$ будут определяться следующими соотношениями:

ширина зоны циклотронного резонанса —

$$\Delta R_{ch} = \frac{\sqrt{2} \kappa_{II} v_{Th}}{\omega} R_0, \quad (74)$$

расстояние между точками циклотронного резонанса и точкой конверсии —

$$R_{ch} - R_c = \frac{3}{4} \frac{n_h}{n_d} \left(1 + \frac{3N_H^2}{N_A^2} \right)^{-1} R_0, \quad (75)$$

расстояние между точкой циклотронного резонанса и точкой отражения $R = R^{(0)}$, где $K_{\perp}^2 = 0$,

$$R_{ch} - R^{(0)} \approx \frac{1}{2} \frac{n_h}{n_d} \left(1 + \frac{N_H^2}{N_A^2} \right)^{-1} R_0, \quad (76)$$

расстояние между точкой циклотронного резонанса и точкой ион-ионного гибридного резонанса $R = R_{ii}$ ($\epsilon_i = 0$ при $R = R_{ii}$) -

$$R_{ch} - R_{ii} = \frac{3}{4} \frac{n_h}{n_d} R_0, \quad (77)$$

смещение точки конверсии за счет эффекта конечной инерции электронов

$$\delta R = 3 \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{n_h}{n_d} \frac{N_H}{N_A} R_0, \quad (78)$$

ширина области непрозрачности -

$$R^{(0)} - R_c = \frac{1}{4} \frac{n_h}{n_d} R_0, \quad (79)$$

ширина области распространения медленной моды (в "холодном" приближении) -

$$R_c - R_{ii} = \frac{9}{4} \frac{n_h}{n_d} \frac{N_H^2}{N_A^2} R_0. \quad (80)$$

Приведем численные оценки величин (74)-(80) для дейтериевой плазмы с примесью водорода ($n_h/n_d \approx 0,1$) для установки с параметрами Т-10 ($\omega = \omega_{ch} = 3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\bar{n}_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $R_0 = 120 \text{ см}$, $T_{e,i} = 1 \text{ кэВ}$, $B_0 = 40 \text{ кГс}$, $N_A = 33$, $v_A = 9 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, $N_H = 6$, $\rho = 8$, $\kappa_H \approx 0,07 \text{ см}^{-1}$): $\Delta R_H = 1,2 \text{ см}$, $R_{ch} - R_c = 8,2 \text{ см}$, $R_{ch} - R^{(0)} = 6 \text{ см}$, $R_{ch} - R_{ii} = 9 \text{ см}$, $\delta R \approx 0,1 \text{ см}$, $R^{(0)} - R_c = 3 \text{ см}$, $R_c - R_{ii} = 0,9 \text{ см}$, поперечная длина волны при возбуждении со стороны сильного магнитного поля $\lambda_{\perp} = \frac{1}{\kappa_A} \frac{3N_H}{N_A} \approx 1,6 \text{ см}$, а при возбуждении со стороны слабого магнитного поля $\lambda_{\perp} = \frac{1}{\kappa_A} \left(\frac{3}{2} \right)^{1/2} \approx 3,6 \text{ см}$.

Наличие точки трансформации БВ в МВ приводит к существенному различию поглощения БВ, возбуждаемых со стороны сильного магнитного поля (с внутренней стороны тора) и

слабого магнитного поля (с внешней стороны тора). Волна, возбуждаемая со стороны слабого магнитного поля, проходит область ионного циклотронного резонанса, затухая в e^{τ} раз, где τ определяется формулой (65). Эта волна отражается от точки $R = R^{(0)}$ и, проходя снова через зону циклотронного резонанса, уходит на периферию и т.д. Проникновение этой волны через зону непрозрачности экспоненциально мало, если $k_r |R_c - R^{(0)}| \sim 0,3 \frac{n_h}{n_d} k_A R_0 \gg 1$ (в больших токамаках это условие заведомо выполняется). В этом случае при $\tau \ll 1$ внешняя часть плазменного тора (см. рис.8) образует торoidalный плазменный резонатор со слабым затуханием.

При возбуждении БВ с внутренней стороны тора волна подходит к области трансформации $N_{II}^2 \approx \epsilon_1$ и полностью трансформируется в МВ, которая, в свою очередь, подходит к точке ион-ионного гибридного резонанса $\epsilon_1 = 0$ и превращается там в электростатическую волну.

Затухание БВ при приближении к точке трансформации, согласно (38), возрастает:

$$\frac{\text{Im} k_r}{k_r} = \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2} \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{(\epsilon_1 - N_{II}^2)^2} \sqrt{\pi} x_e^3 e^{-x_e^2} \quad (|x_e| \gg 1). \quad (81)$$

В самой точке трансформации затухание особенно велико. Коэффициент затухания в этой точке найдем, заменив в (6) под знаком квадратного корня ϵ_3 на $\epsilon_3 = -(\omega_{pe}/\omega)^2 [1 - 2i\sqrt{\pi} x_e^3 \exp(-x_e^2)]$:

$$\frac{\text{Im} k_r}{k_r} \approx \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} x_e^3 \exp(-x_e^2) \right)^{1/2}. \quad (82)$$

Вдали от точки трансформации затухание МВ определяется формулой (41).

Если только x_e не очень велико, то БВ полностью поглотится в области трансформации. Таким образом, при возбуждении БВ со стороны сильного магнитного поля плазма ведет себя как абсолютно черное тело.

Иная картина возникает при $x_e \ll 1$. В этом случае черенковское поглощение БВ по-прежнему мало вдали от точки $R = R_c$. При подходе к точке $R = R_c$ выражение (7) для N_{II}^2 БВ теряет силу, в этом случае следует пользоваться формулой (6), в которой ϵ_3 определяется формулой (4). В области $|\epsilon_1 - N_{II}^2|^2 \sim \epsilon_1^{-2} / |\epsilon_3|$ для k_1 при $x_e < 1$ получим оценку

$$R_e K_r \sim K_A \left(\frac{\omega}{K_{II} v_s} \frac{N_A}{N_{II}} \right)^{1/3} \left(v_s = \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \right), \quad (83)$$

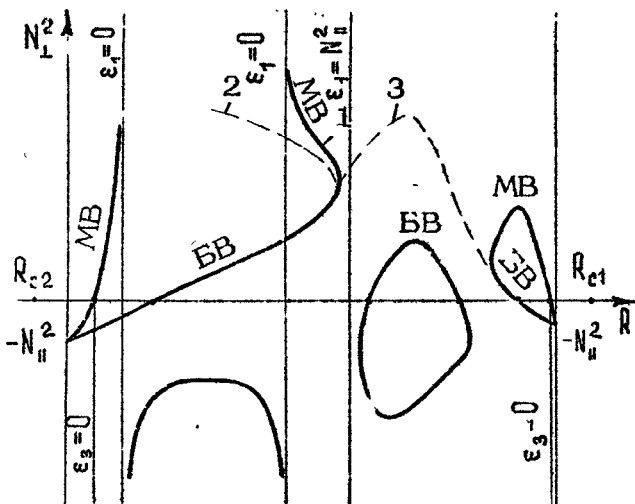
$$\frac{\text{Im } K_r}{K_r} \approx \frac{1}{2} z_e. \quad (84)$$

Поведение N_1^2 в зоне резонансного возрастания показателя преломления БВ, где $\epsilon_1 \approx N_{II}^2$, показано для случая $z_e \ll 1$ на рис. 5, 6 пунктирной кривой 2. В этом случае БВ, показатель преломления которой становится очень большим (поэтому ее можно было бы назвать МВ), распространяется в сторону слабого магнитного поля. Если же $z_e \sim 1$, то затухание БВ велико, $\text{Im } K_r \sim R_e K_r$, и она полностью поглотится электронами в области $\epsilon_1 \approx N_{II}^2$.

При увеличении концентрации легких ионов расстояние между точкой конверсии и резонансной точкой увеличивается. При достаточно большой торoidalности перемещение точки резонанса $\omega = \omega'_c$ меняет картину распределения N_1^2 по сечению плазменного шнура. Так, если всюду внутри шнура выполняется условие $\omega_{c2} < \omega < \omega_{c1}$ ($m_2 > m_1$), то, согласно (6), зависимость N_1^2 от R имеет при $n_1 \sim n_2$ вид, показанный на рис. 9. Как видно из рис. 9, волна, возбужденная со стороны сильного поля, доходит до области трансформации и превращается в МВ, идущую назад к области ион-ионного гибридного резонанса, либо (при $z_e < 1$) превращается в сильно затухающую волну, идущую в сторону слабого магнитного поля. При возбуждении БВ со стороны слабого поля возможна трансформация ее в МВ, идущую назад в сторону слабого поля (однако, вообще говоря, область распространения этих волн близка к поверхности плазмы).

Для усиления поглощения БМЗВ можно использовать также циклотронный резонанс на тяжелых ионах (например, на ионах d или He в водородной плазме). Пусть зона циклотронного резонанса для ионов примеси, $\omega = \omega'_c$, проходит через центральную часть плазмы, где возможно распространение БМЗВ. Тогда наличие малой примеси тяжелых ионов приведет при $n' \ll n'_{cr}$ к небольшому изменению N_1^2 для БВ и к ее затуханию (рис. 6, а). Если же $n' \ll n'_{cr}$, то возникает трансформация БВ в МВ (см. рис. 6, б).

Приведем выражения для характерных расстояний для этого случая для водородной плазмы с добавкой дейтерия.



Р и с. 9. Распределение N_{\perp}^2 по сечению плазмы, содержащей ионы двух сортов сравнимой концентрации ($n_1 \sim n_2$) в случае слабой тороидальности при $\omega_{c2} < \omega < \omega_{c1}$ внутри плазмы. Поведение N_{\perp}^2 для MB в окрестности трансформации показано в случае "холодной" плазмы ($T_i = 0$) сплошной линией 1, при учете конечного ларморовского радиуса ионов пунктирными линиями 2 при $\beta_{ef} > 0$ и 3 при $\beta_{ef} < 0$.

Точка конверсии БМЗВ находится правее точки циклотронного резонанса для дейтерия R_{cd} на расстояние

$$\Delta R' \approx \frac{3}{4} \frac{n_d}{n_h} \left(1 + \frac{3}{4} \frac{N_{\parallel}^2 - 1}{N_A^2} \right) R_0 \quad (N_{\parallel}^2 \ll N_A^2).$$

Расстояние от точки резонанса $R = R_{cd}$ до точки, где $N_{\perp}^2 = 0$,

$$\Delta R' = \frac{n_d}{n_h} \left(1 + \frac{N_{\parallel}^2 + N_{\parallel}^2/2 - 1}{2N_A^2} \right) R_0,$$

так что ширина области непрозрачности равна

$$\Delta R = \frac{1}{4} \frac{n_d}{n_h} \left(1 + \frac{4N_{\parallel}^2 - N_{\parallel}^2 + 1}{4N_A^2} \right) R_0.$$

При возбуждении со стороны слабого магнитного поля волне нужно преодолеть помимо барьера непрозрачности на краю

плазмы еще и внутренний барьер непрозрачности. Так как длина БВ порядка $1/\kappa_A$, то условие хорошего проникновения ее через внутренний барьер непрозрачности имеет вид

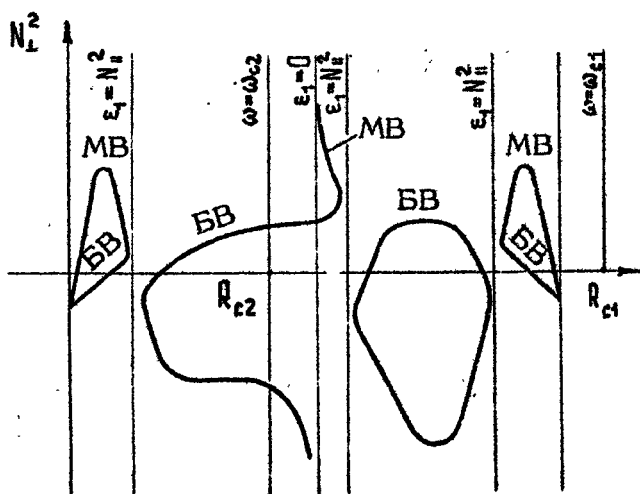
$$\eta \sim \frac{1}{4} \frac{n_d}{n_h} \kappa_A R_0 \ll 1.$$

Доля поглощаемой энергии в области циклотронного резонанса (при $R = R_{cd}$)

$$\tau \sim \left(\frac{n_{cr}}{n_d} \right)^2 \frac{n_d}{n_h} \kappa_A R_0 < 1.$$

Часть энергии БВ в этом случае конвертируется в энергию МВ.

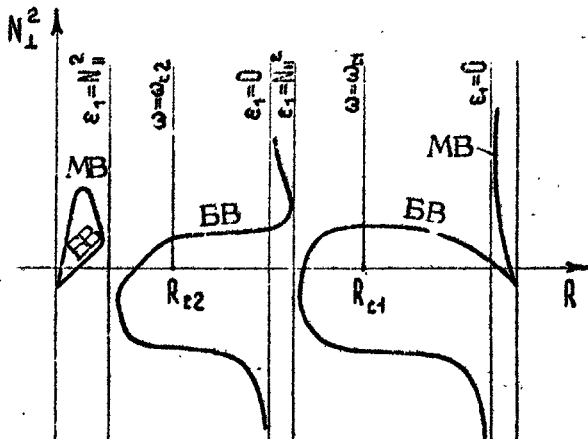
Для возбуждения БВ необходимо преодолеть приповерхностный барьер непрозрачности, ширина которого при малых $\kappa_{||}$ мала. Ситуация, когда область циклотронного резонанса для тяжелых ионов $\omega = \omega_{c2}$ находится внутри плазменного шнура, а область циклотронного резонанса для легких ионов $\omega = \omega_{c1}$ — вне шнура, реализуемая и при $n_1 \sim n_2$, изображена на рис. 10.



Р и с. 10. Распределение N_{\perp}^2 по сечению плазмы, содержащей ионы двух сортов, в случае, когда зона циклотронного резонанса $\omega = \omega_{c2}$ для тяжелых ионов находится внутри плазмы, а резонанса $\omega = \omega_{c1}$ для легких ионов — вне плазмы

Такой вариант ионного циклотронного резонанса рассматривался в работе [48], где были определены (при условии, что БВ возбуждается с внешней стороны тора) коэффициенты прохождения через внутреннюю область непрозрачности, коэффициент отражения и коэффициент поглощения (коэффициент конверсии в МВ) в "холодном" приближении ($T_i = 0$) без учета инерции электронов ($|\epsilon_3| \rightarrow \infty$). Этот вариант ИЦН рассматривается как альтернатива ИЦН в дейтериевой плазме с примесью He^3 или H в JET, имеющая то преимущество, что в этом варианте не возникают нейтроны.

Наконец, имеется еще одна возможность, когда зоны циклотронного резонанса и для легких и для тяжелых ионов находятся внутри плазмы (рис.11). Эта схема может быть реализована для смеси $d+t$ либо для смеси $\text{He}^3 + d$ (роль легкого в последнем случае играет He^3).



Р и с. 11. Распределение N_{\perp}^2 по сечению плазмы с ионами двух сортов в случае, когда зоны циклотронного резонанса для легкого и тяжелого ионов находятся внутри плазмы

Отметим, что полученные в этой и предыдущих работах выражения для K_{\perp} в области трансформации БВ и МВ и выражения для K_{\perp} для МВ справедливы только при $K_{\perp} \rho_{Li} \ll 1$. Если это условие не выполняется, то при анализе дисперсионного уравнения в компонентах тензора ϵ_{ij} нужно учитывать конечности ларморовского радиуса ионов.

2.4. Конверсия БМЗВ при резонансе $\omega = 2\omega_{ci}$ в неоднородном магнитном поле

Если ширина области циклотронного резонанса на гармонике $\omega = 2\omega_{ci}$ мала, то становится возможной конверсия БМЗВ в электростатическую ионную циклотронную волну [49-53]*.

Показатели преломления БМЗВ и ИЦВ определяются из уравнения (9), в котором нужно заменить $\epsilon_{1,2} \rightarrow \epsilon_{1,2} + \delta\epsilon$, где

$$\delta\epsilon = i\sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{pi}^2 v_{Ti}}{\omega_{Bi} k_{\parallel} c^2} W(\chi_2) N^2 \equiv \delta\tilde{\epsilon} N^2, \quad (83)$$

а в выражении (2) для ϵ_1 и ϵ_2 произвести суммирование по ионам всех сортов. Учитывая эту замену, найдем показатели преломления БМЗВ и ИЦВ [54]

$$N^2 = \frac{1}{\delta\tilde{\epsilon}} \left\{ \epsilon_1 \delta\tilde{\epsilon} - \epsilon_2 \delta\tilde{\epsilon} - \frac{1}{2} \epsilon_1 \pm \left[(\epsilon_1 \delta\tilde{\epsilon} - \epsilon_2 \delta\tilde{\epsilon} - \frac{1}{2} \epsilon_1)^2 + \delta\tilde{\epsilon} (\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2) \right]^{1/2} \right\}. \quad (84)$$

Вдали от точки резонанса ($|\chi_2| \gg 1$) при $\delta\tilde{\epsilon} = \frac{\omega_{pi}^2 v_{Ti}^2}{\omega_{ci} (\omega - 2\omega_{ci}) c^2} \sim \beta_i \frac{\omega}{\omega - 2\omega_{ci}} \ll 1$ получим для БМЗВ и ИЦВ соответственно

$$N^2 = \frac{\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2}{\epsilon_1} \quad (85)$$

$$N^2 = -\frac{\epsilon_1}{\delta\tilde{\epsilon}} \quad (86)$$

(ИЦВ с показателями преломления (86) являются чисто продольными).

Для плазмы, содержащей ионы одного сорта, формулу (84) можно представить в виде

$$N^2 = \frac{1}{3} N_A^2 \left[1 - \tilde{\xi} \pm \sqrt{(1 - \tilde{\xi})^2 + 6\tilde{\xi}} \right], \quad (87)$$

* Как известно [42], при $\omega/k_{\parallel} v_{Te} \gg 1$ эффект конечности ларморовского радиуса ионов приводит к появлению ветвей дисперсионных кривых, на которых частоты при $k_{\perp} \rho_{Li} \rightarrow 0$ и $k_{\perp} \rho_{Li} \rightarrow \infty$ стремятся частотам, кратным ω_{ci} . Одна из этих ветвей в плазме малого давления является потенциальной за исключением узкой области пересечения частоты $\omega = 2\omega_{ci}$ с частотой БМЗВ $\omega = kv_A$.

где

$$z_1 = i \frac{\eta}{\sqrt{\pi} W(z_2)}, \quad z_2 = \frac{\xi}{\eta},$$

$$\eta = \frac{\sqrt{2} k_{\parallel} v_{Ti}}{\omega \beta_i}, \quad \beta_i = \frac{v_{Ti}^2}{v_A^2}, \quad \xi = \frac{R - R_{ci}}{R_0 \beta_i}. \quad (88)$$

Таким образом, N/N_A является функцией двух параметров — η и ξ . Здесь η — отношение двух малых параметров $k_{\parallel} v_{Ti}/\omega$ и β_i , а ξ — расстояние от точки циклотронного резонанса $R = R_{ci}$ ($\omega = 2\omega_{ci}$ при $R = R_{ci}$) в единицах $\beta_i R_0$.

Если параметр η велик (k_{\parallel} не мало), $\eta \gg 1$, то показатели преломления обеих волн сильно отличаются друг от друга, их взаимодействием можно пренебречь и пользоваться для показателя преломления и коэффициента затухания БМЗВ выражениями (85) и (86).

Если $\eta \sim 1$, то $R_p N \sim \text{Im} N \sim N_A$ при $|z_2| \leq 1$. Если показатель преломления изменяется медленно, $|dk_{\parallel}/dR| \ll k_{\parallel}^2$, т.е.

$$\eta \beta_i k_{\parallel} R \gg 1,$$

то, хотя показатели преломления обеих волн не близки друг к другу, их "взаимодействие" существенно. (Следует отметить, что условие применимости метода ВКБ для рассматриваемого случая значительно жестче обычного условия для БМЗВ $k_{\parallel} a \gg 1$.)

Если $\eta \ll 1$ (k_{\parallel} достаточно мало), то за исключением узкой области поглощения ($|z_2| \leq 1$) показатели преломления БМЗВ и ИЦВ и их коэффициенты затухания определяются выражениями

$$\frac{N^2}{N_A^2} = f_{\pm}(\xi) = \frac{1}{3} \left[1 - \xi \pm \sqrt{(1 - \xi)^2 + 6\xi} \right], \quad (89)$$

$$\frac{\text{Im} N}{N_A} = \frac{1}{6} \sqrt{\pi} e^{-z_2^2} \left[1 \pm \frac{2 + \xi}{\sqrt{(1 - \xi)^2 + 6\xi}} \right] \xi \frac{N_A}{N}. \quad (90)$$

График функций (89) показан на рис. 12. В точках трансформации $\xi = \xi_+ \approx -3,73$ и $\xi = \xi_- \approx -0,27$ ($\xi_+ = -2 \mp \sqrt{3}$) показатели преломления (89) совпадают. В области $\xi_+ < \xi < \xi_-$ N^2 комплексно (область непрозрачности). При $|\xi| \gg 1$ для БМЗВ получим $N = N_A$, а для ИЦВ выражение

$N^2 = N_A^2 \left(-\frac{2}{3} \xi \right)$ совпадает с (86).

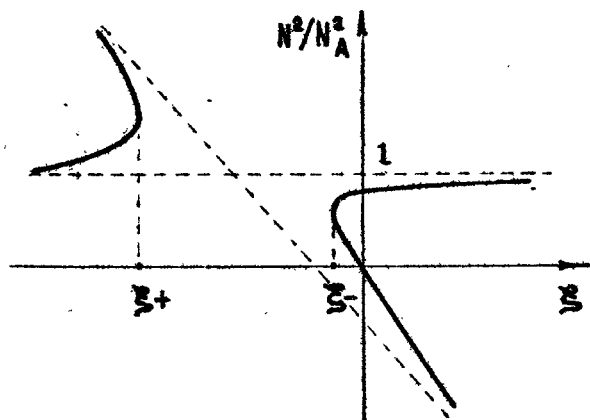
Если ширина области непрозрачности велика,

$$\Delta R = |\xi_+ - \xi_-| \beta_i R \approx 2\sqrt{3} \beta_i R \gg \frac{1}{K_A} = \frac{W_A}{\omega}, \quad (91)$$

то можно пользоваться локальным приближением. Если волна падает со стороны сильного поля, то коэффициент прозрачности барьера будет экспоненциально мал, БМЗВ с коэффициентом конверсии, близким к единице, трансформируется в ИЦВ^{*}). Если же волна падает на область трансформации со стороны слабого поля, то, учитывая, что в области $|\xi_2| \ll 1$

$$N^2 = \frac{2}{3} N_A^2 \quad \text{и} \quad \frac{\text{Im} N}{N_A} = \frac{1}{\sqrt{24\pi}} \eta \frac{\exp(-\chi_2^2)}{|W(\chi_2)|^2} \quad (92)$$

найдем, что оптическая толщина, характеризующая долю поглощаемой энергии при однократном прохождении,



Р и с. 12. Зависимость N_1^2 от R в области резонанса $\omega = 2\omega_{ci}$ в плазме, содержащей ионы одного сорта, при $K_{ii} v_{Ti} / \omega \ll \beta_i$. Этот эффект конверсии БВ в ионные циклотронные колебания обусловлен конечностью ларморовского радиуса ионов

^{*}) БМЗВ, распространяясь в область сильного поля, поглощается электронами [50].

$$\tau \sim 0.1 \beta_i k_A R \eta^2. \quad (93)$$

Прошедшая БМЗВ трансформируется в окрестности $\Delta \xi \sim 1$ около точки $\xi = \xi_-$ в ИЦВ, показатель преломления которой $N^2 = -\xi N_A^2$ постепенно уменьшается при приближении волны к точке $R = R_{ci}$, в окрестности которой возникает сильное затухание, причем

$$N^2 \approx -\tilde{\xi} N_A^2 = -\frac{l\eta}{\sqrt{x} W(x_2)} N_A^2, \quad (94)$$

оптическая толщина для этой волны

$$\tau \sim \beta_i k_A R \eta^{3/2} \quad (95)$$

оказывается большей, чем в случае первого прохождения области ИЦРТ этой волной. Задача о прохождении БВ через резонансный слой рассмотрена в работах [52,53].

При прохождении резонансного слоя параметр k_2 изменяется быстро и может оказаться, что проведенное локальное рассмотрение теряет силу. Выражения для плотности тока и уравнение для ξ_y найдены в этом случае в [54-56].

2.5. Влияние пространственной дисперсии на конверсию БМЗВ в плазме, содержащей ионы двух сортов

В области трансформации БВ в МВ в плазме, содержащей ионы двух сортов, где ξ_1 близко к N_{ii}^2 , наличие небольших возмущающих факторов может сильно влиять на величину показателя преломления. В этом разделе будет исследовано влияние на конверсию БВ в МВ пространственной дисперсии плазмы - конечности ларморовского радиуса ионов [46,47]. При учете эффектов конечности ларморовского радиуса ионов к величине ξ_1 , определяемой формулой (2), необходимо добавить слагаемое

$$\delta \varepsilon = - \sum_i \frac{3 k^2 v_{Ti}^2 \omega_{pi}^2}{(\omega^2 - \omega_{ci}^2)(\omega^2 - 4 \omega_{ci}^2)}. \quad (96)$$

Тогда дисперсионное уравнение примет вид

$$(\epsilon_1 + \delta\epsilon) N_1^4 + \epsilon_3 (N_H^2 - \epsilon_1 - \delta\epsilon) N_1^2 - \epsilon_3 \epsilon_2^2 = 0. \quad (97)$$

Уравнение (97) учитывает как эффект конечной инерции электронов (первое слагаемое), так и конечного ларморовского радиуса ионов (члены $\sim \delta\epsilon$).

Рассмотрим сначала конверсию БВ в МВ в дейтериевой плазме, содержащей добавку ионов водорода при $n_h \gg n_{cr}$ в области $|z_{zd}| \gg 1$. В этом случае

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= -\frac{1}{3} N_A^2 - \frac{1}{4} \frac{n_h}{n_d} \frac{1}{x} N_A^2, \\ \epsilon_2 &= -\frac{2}{3} N_A^2 - \frac{1}{4} \frac{n_h}{n_d} \frac{1}{x} N_A^2, \\ \delta\epsilon &= -\frac{1}{8} N_A^2 \frac{\kappa^2 q_{Ld}^2}{x}, \end{aligned} \quad (98)$$

где $N_A^2 = \frac{4\pi n_d m_d c^2}{B^2}$, $q_{Ld} = \frac{v_{Td}}{\omega_{cd}}$, $x = \frac{R - R_{ch}}{R_0}$ (при $R = R_{ch}$ $\omega = \omega_{ch} = 2\omega_{cd}$). В рассматриваемом случае точка циклотронного резонанса и точка конверсии $R = R_c$, где $\epsilon_1 = N_H^2$, находятся близко друг к другу ($\Delta R \sim n_h R / n_d \ll a$), поэтому мы пренебрежем зависимостью плотности частиц и их температуры от r и учтем лишь зависимость от радиуса R ω_{ch} и ω_{cd} в резонансных знаменателях $(\omega - \omega_{ch})^{-1}$ и $(\omega - 2\omega_{cd})^{-1}$.

Из выражений (98) следует, что при $\epsilon_1 \ll N_H^2$ относительная роль эффектов конечного ларморовского радиуса и ионов добавки определяется отношением малых параметров $\kappa^2 q_{Ld}^2$ и n_h/n_d . Правее области непрозрачности для БВ (см. рис. 5б) $N_1 \sim N_A$ и условие пренебрежения конечностью ларморовского радиуса ионов имеет вид $\kappa^2 q_{Ld}^2 \sim \beta_d \ll n_h/n_d$. Будем предполагать это условие выполненным. В область конверсии роль слагаемого порядка $\kappa^2 q_{Ld}^2$ будет существенной даже при $\beta_d \ll n_h/n_d$. Пренебрегая в этой области первым слагаемым в (97) $N_1^4(\epsilon_1 + \delta\epsilon)$, получим из (97) с учетом выражений (98)

$$\kappa^2 q_{Ld}^2 = -\left(\frac{4}{3} x + \frac{4N_H^2}{N_A^2} x + \frac{n_h}{n_d}\right) \pm \left[\left(\frac{4}{3} x + \frac{4N_H^2}{N_A^2} x + \frac{n_h}{n_d}\right)^2 + \frac{32}{9} \beta_d x \right]^{1/2} \quad (99)$$

Изменение показателя преломления в зависимости от R , соответствующее (99), показано на рис. 5,6 пунктиром (кривая 3). Точка трансформации $R = R_c$ смещается влево согласно (99) из-за эффекта конечности ларморовской радиуса дейтронов на величину

$$\frac{\delta R}{R_0} = \left(\frac{3}{2} \beta_d \frac{n_h}{n_d} \right)^{1/2}. \quad (100)$$

В точке $R = R_c - \delta R$ показатели преломления БМ и МВ совпадают

$$K^2 Q_{Ld}^2 = \left(\frac{8}{3} \beta_d \frac{n_h}{n_d} \right)^{1/2} \quad (101)$$

или

$$\frac{N^2}{N_A^2} = \left(\frac{1}{6} \frac{1}{\beta_d} \frac{n_h}{n_d} \right)^{1/2} > 1. \quad (102)$$

Вдали от точки трансформации выражение (99) упрощается: для БВ отсюда следует обычное выражение $N = N_A$, а для МВ

$$K^2 Q_{Ld}^2 \approx -2 \left(\frac{4}{3} x + \frac{4 N_{II}^2}{N_A^2} x + \frac{n_h}{n_d} \right) \quad (103)$$

(это выражение – решение уравнения $N_{II}^2 = \epsilon_1$). По мере удаления от точки резонанса влево (с ростом $|x|$) волновое число МВ (103) растет. Отметим, что учет члена, пропорционального $\epsilon_1 N_A^4$, дает для волнового вектора (99) лишь малые поправки, если

$$\left| \frac{\epsilon_1}{\epsilon_3} \right| \sim \frac{m_e}{m_i} \ll \frac{\beta_d}{x} \sim \beta_d \frac{n_d}{n_h}. \quad (104)$$

Это условие не выполняется в реальных токамаках только при низких значениях плотности и температуры. Таким образом, наличие малой добавки водорода в дейтериевой плазме приводит к появлению конверсии БВ с $N = N_A$ в МВ, показатель преломления волн в области конверсии увеличивается в $\left(\frac{n_h}{n_d} \frac{1}{\beta_d} \right)^{1/4} \gg 1$ раз.

Рассмотрим теперь влияние членов порядка $K^2 Q_{Li}^2$ на конверсию БМЗВ в плазме, содержащей ионы двух сортов ($i = 1, 2$) с одинаковыми по порядку величины концентрациями ($n_{01} \sim n_{02} \sim n_r, m_1 \sim m_2, \rho_1 \sim \rho_2$), в области $\omega_{c2} < \omega < \omega_{c1}$. При возбуждении волны со стороны слабого поля пространст-

венная дисперсия незначительна, так как $\epsilon_1 \sim \epsilon_2 \sim N_A^2$ и условие $|\delta\epsilon| \ll |\epsilon_1|$ означает, что $\beta_i \ll 1$. При возбуждении БВ со стороны сильного поля, вдали от точки конверсии $R = R_c$, где $\epsilon_1 \sim N_H^2$ (но ϵ_1 не близко к N_H^2), имеем $N_1^2 \sim \epsilon_2/N_H^2 \sim N_A^2/N_H^2$, поэтому условие пренебрежения эффек-

том пространственной дисперсии $|\delta\epsilon| \sim N_A^2 k^2 Q_{Li}^2 \ll N_H^2$ выполняется, если $\beta_i < (N_H/N_A)^4$. (Например, для дейтериево-тригневой плазмы в токамаке-реакторе при $\omega = 2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $k_H = 0,03 \text{ см}^{-1}$, $N_A = 50$ это условие выполняется при $\beta_i \approx 10^{-4}$.)

В противном случае при определении показателя преломления нужно в (97) учитывать слагаемое $\delta\epsilon$. Тогда получим, пренебрегая в (97) первым членом, $N_1^2 = \epsilon_2^2 / (N_H^2 - \epsilon_1 - \delta\epsilon)$, откуда

$$N_1^2 = \frac{1}{2\beta_{ef}} \left[\epsilon_1 - N_H^2 \pm \sqrt{(\epsilon_1 - N_H^2)^2 + 4\epsilon_2^2 \beta_{ef}} \right], \quad (105)$$

где

$$\beta_{ef} = \frac{1}{c^2} \sum_i \frac{3v_{Ti}^2 \omega_{pi}^2 \omega^2}{(\omega^2 - \omega_{ci}^2)(\omega^2 - 4\omega_{ci}^2)}. \quad (106)$$

Поведение N_1^2 в зависимости от R существенно зависит от знака β_{ef} (см. рис.9, кривая 3 и рис.5б, кривая 2).

Если $\beta_{ef} < 0$ (этот случай всегда реализуется в смеси $d + h$), то формула (105) определяет показатели преломления двух распространяющихся волн (БВ и МВ). Вдали от точки конверсии для БВ и МВ имеем соответственно

$$N_1^2 = \frac{\epsilon_2^2}{N_H^2 - \epsilon_1},$$

$$N_1^2 = - \frac{N_H^2 - \epsilon_1}{\beta_{ef}}. \quad (107)$$

При дальнейшем удалении от точки конверсии показатель преломления МВ растет, так что K_1 становится порядка $1/Q_{Li}$. В этой области K_1 следует определять из дисперсионного уравнения продольных колебаний плазмы (электростатических и циклотронных колебаний)

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{Te}^2} \left[1 + i\sqrt{\pi} z_e W(z_e) \right] +$$

$$+ \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{k^2 v_{Ti}^2} \left[1 - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(-k_{\perp}^2 \rho_{Li}^2) I_n(k_{\perp}^2 \rho_{Li}^2) \frac{(-)^n}{\omega - n\omega_{ci}} \right] = 0, \quad (108)$$

где $I_n(x)$ - функция Бесселя от мнимого аргумента. (В рассматриваемом случае $x_p \gg 1$). При приближении к поверхности плазмы разность $\omega - \omega_{ci}$ уменьшается, величина k_{\perp} растет и происходит конверсия ионной циклотронной волны в более коротковолновую ионную циклотронную волну, которая распространяется уже в направлении убывания магнитного поля.

При приближении к точке конверсии показатель преломления БВ растет, а МВ - убывает. В точке конверсии, где $N_{\parallel}^2 - \epsilon_1 = 2\epsilon_2 \sqrt{|\beta_{ef}|}$, оба выражения совпадают:

$$N^2 = \left| \frac{\epsilon_2}{\beta_{ef}} \right|^{1/2} \quad (109)$$

При $\beta_{ef} > 0$ характер распространения волн существенно изменяется: распространение МВ в этом случае невозможно. Показатель преломления БВ монотонно возрастает (см. рис. 9, кривая 2 и рис. 5б, кривая 3), в точке конверсии $N_{\parallel}^2 = |\epsilon_2| \cdot |\beta_{ef}|^{-1/2}$, при дальнейшем увеличении Ω (в области $\epsilon_1 > N_{\parallel}^2$) показатель преломления БВ определяется (108). По мере распространения этой волны в область слабого магнитного поля ее волновой вектор k_{\perp} возрастает и становится порядка $1/\rho_{Li}$, в этой области также нужно пользоваться дисперсионным уравнением (108). При приближении к точке $\omega \approx \omega_{ci}$ происходит еще одна конверсия МВ, трансформировавшаяся волна уже распространяется назад, в сторону сильного магнитного поля, для нее $k_{\perp} \rho_{Li} \gg 1$.

Случай $\beta_{ef} > 0$ может реализоваться в дейтериевой плазме при наличии малой добавки ионов He^3 , если температура ионов He^3 достаточно велика ($T_{He^3}/T_d > 3,6$).

Приведем условие пренебрежения инерцией электронов. Для БВ это - $\epsilon_1 N_{\parallel}^2$, $\beta_{ef} N_{\parallel}^4 \ll |\epsilon_1 - N_{\parallel}^2| |\epsilon_3|$ ($R \approx R_c$), т.е.

$$\beta_{ef} \gg \left| \frac{\epsilon_1}{\epsilon_3} \right| \sim \frac{N_{\parallel}^2}{N_A^2} \frac{m_e}{m_d}. \quad (110)$$

Это условие обычно выполняется: эффект конверсии БВ в МВ определяется инерцией электронов только при очень малых β_{ef} .

Черенковское затухание БМЗВ в плазме, содержащей ионы двух сортов, в области $\omega_{c1} < \omega < \omega_{c2}$, когда существует эффект конверсии, при учете конечности ларморовского радиуса ионов определяется формулой

$$\frac{\text{Im} N_{\perp}}{N_{\perp}} = \pm \left[\sqrt{\pi} z_p e^{-z_p^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \kappa_{\perp}^2 g_{L1}^2 (N_{\parallel}^2 - \varepsilon_1 - \delta\varepsilon) + \frac{N_{\perp}^2 \kappa_{\perp}^2 v_{TE}^2 (\varepsilon_2^2 + N_{\perp}^2 \varepsilon_1 + N_{\perp}^2 \delta\varepsilon)}{\omega_{pe}^2 |1 + i\sqrt{\pi} z_p W(z_p)|^2} \right] \left(2N_{\perp}^2 \sqrt{(N_{\parallel}^2 - \varepsilon_1)^2 + 4\beta_{ef}^2 \varepsilon_2^2} \right)^{-1}. \quad (111)$$

В области, где $|N_{\parallel}^2 - \varepsilon_1| \ll 4|\beta_{ef}| \varepsilon_2^2$ и $N_{\perp}^2 \sim |\varepsilon_2|/\sqrt{\beta_{ef}}$, имеем оценку

$$\frac{\text{Im} \kappa}{\kappa} \sim \beta_i z_p e^{-z_p^2} \left[\xi^2 + \frac{1}{\xi^2} \frac{1 + \xi^2}{|1 + i\sqrt{\pi} z_p W(z_p)|^2} \right]. \quad (112)$$

Здесь $\xi \sim N_{\perp}^2 \sqrt{\beta_{ef}}/N_{\parallel}^2$.

Для МВ, когда $N_{\perp}^2 \approx -\frac{N_{\parallel}^2 - \varepsilon_1}{\beta_{ef}} \sim \frac{N_{\parallel}^2}{\beta_{ef}}$,

$$\frac{\text{Im} \kappa_r}{\kappa_r} \sim z_p e^{-z_p^2} \left[\frac{N_{\perp}^4}{N_{\perp}^4} + \frac{N_{\parallel}^4}{N_{\perp}^4} \frac{1}{|1 + i\sqrt{\pi} z_p W(z_p)|^2} \right] \sim z_p e^{-z_p^2} \beta_{ef} \left(\xi^2 + \frac{1}{\xi^2} \frac{1}{|1 + i\sqrt{\pi} z_p W(z_p)|^2} \right). \quad (113)$$

По мере удаления от точки, где $N_{\parallel}^2 \approx \varepsilon_1$, при увеличении ε_1 показатель преломления $N_{\perp}^2 \sim |\varepsilon_1/\beta_{ef}|$ растет и черенковское затухание МВ уменьшается.

2.6. Влияние полоидального поля на конверсию волн в плазме с ионами двух сортов [46]

Наличие полоидального поля не сильно изменяет дисперсионные свойства БМЗВ вне области конверсии БВ в МВ, необходимо только заменить $\kappa_{\parallel} = \rho/R$ на

$$K_{||} = \frac{\rho}{R} + \frac{m}{r} \frac{B_{\vartheta}}{B_0} = \frac{\rho}{R} \left(1 + \frac{m}{\rho q} \right), \quad (114)$$

где $q(r) = \frac{r B_0}{R B_{\vartheta}(r)}$ - запас устойчивости, m - азимутальное волновое число, которое можно считать постоянным. Однако в области конверсии это влияние может быть более значительным, что приведет к качественным изменениям. В области конверсии наличие сильной зависимости параметров плазмы от угла ϑ не позволяет считать $m = K_{\vartheta} r$ постоянной величиной. Полагая по-прежнему применимым приближение геометрической оптики, будем использовать дисперсионное уравнение для БВ и МВ в плазме с ионами двух сортов, которое при $\epsilon_1 \approx N_{||}^2$ имеет вид

$$\epsilon_1 N_1^4 - \epsilon_3 (\epsilon_1 - N_{||}^2) N_1^2 - \epsilon_3 \epsilon_2^2 = 0. \quad (115)$$

Будем считать, что $n' \ll n_p$. В этом случае точка гибридного резонанса и точка циклотронного резонанса лежат близко друг к другу. Поэтому при анализе дисперсионного уравнения (115) можно считать в ϵ_1 и ϵ_2 плотность частиц и циклотронные частоты нерезонансных ионов постоянными величинами и положить $\omega^2 - \omega_c'^2 = 2\omega \frac{d\omega_{ci}}{dR} (R - R_c')$, где R_c' - точка циклотронного резонанса для ионов примеси, $\omega = \omega_c'$.

Будем использовать вместо переменных $N_{||}$ и N_1 показатели преломления $N_R = \frac{K_R c}{\omega}$ и $N_z = \frac{K_z c}{\omega}$. Так как величины $\epsilon_{1,2,3}$ в (115) не зависят от z , можно считать, что $N_z = \text{const}$. Тогда, учитывая, что $K_{\vartheta} = -K_R \sin \vartheta + K_z \cos \vartheta$, получим

$$N_{||} = N_z' + N_z \epsilon_z + N_R \epsilon_R,$$

$$N_1 = N_r = N_R \cos \vartheta + N_z \sin \vartheta, \quad (116)$$

где

$$\epsilon_R = -\frac{r}{R} \frac{\sin \vartheta}{q(r)}, \quad \epsilon_z = \frac{r}{R} \frac{\cos \vartheta}{q(r)}.$$

Величина ϑ при движении вдоль луча изменяется. Однако в сравнительно узкой области конверсии изменение ϑ будет незначительным. Тогда, считая величину ϑ постоянной, мож-

но найти из (115) N_R как функцию координаты $R - R'_c$.

Исследуем прежде условия применимости приближения такой плоской задачи для холодной ($\kappa^2 q_{Li}^2 = 0$) плазмы. Вдали от точки конверсии, где $\epsilon_1 \sim N_{H0}^2$ ($N_{H0} \equiv N_{\nu c}$), влиянием полоидального поля можно пренебречь, если $N_R \epsilon_R \ll N_{H0}$. Так как $N_R \sim N_1 \sim N_A^2 / N_{H0}$, то это условие выполняется, если

$$\epsilon_R \ll \left(\frac{N_{H0}}{N_A} \right)^2. \quad (117)$$

При приближении к точке трансформации условие становится более жестким:

$$\epsilon_R \ll \left(\frac{N_{H0}}{N_A} \right)^2 \left(\frac{\epsilon_1}{N_{H0}^2} - 1 \right)^{3/2}. \quad (118)$$

Наконец, вблизи точки трансформации БВ в МВ, где $|\epsilon_1 - N_{H0}^2| \sim (\epsilon_1 / |\epsilon_3|)^{1/2} \epsilon_2$, условие пренебрежения полоидальным полем примет вид

$$\epsilon_R \ll \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{3/4} \left(\frac{N_{H0}}{N_A} \right)^{1/2}. \quad (119)$$

Неравенство (119) может выполняться только при очень малых значениях Γ и $\sin \vartheta$. Таким образом, теория трансформации БМ в МВ с учетом только инерции электронов справедлива для лучей, идущих в центральной плоскости тора $\chi = 0$.

Влияние полоидального поля несущественно в области трансформации БВ в МВ по сравнению с влиянием пространственной дисперсии в дейтериевой плазме с примесью водорода, если при $|\epsilon_1 - N_{H0}^2| \sim \left(\frac{2}{9} \frac{\beta_d}{x} N_A^4 \right)^{1/2}$ можно пренебречь изменением N_H , т.е. при

$$\epsilon_R < \frac{N_A}{4 N_{H0}} \left(\beta_d \frac{n_d}{n_h} \right)^{3/4}. \quad (120)$$

Для токамака-реактора ($\omega = \omega_{CH} = 5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\beta_d \sim 10^{-2}$, $n_h / n_d \sim 0,1$, $N_A = 50$, $\kappa_H \approx 0,05$, $N_H = 3$) условие (120) заведомо выполняется. На начальной стадии нагрева ($T \sim 1 \text{ кэВ}$) при $\kappa_H = 0,1$ ($N_H = 6$) получим $\epsilon_R \ll 6 \cdot 10^{-2}$, т.е. $\Delta z = r \sin \vartheta < 30 \text{ см}$, в этом случае учет полоидального поля важен только для лучей, идущих на расстоянии меньше 30 см от центральной плоскости $\chi = 0$.

Если неравенство (120) не выполняется, то, оставляя в уравнении (115) для показателя преломления БВ N_R только слагаемые, пропорциональные ϵ_3 , получим следующее уравнение для N_R :

$$N_R^2 \cos^2 \vartheta = \frac{\epsilon_3^2}{N_H^2 - \epsilon_1} = \frac{4}{9} N_A^2 x^2 \quad (121)$$

$$x \left[\left(\frac{1}{3} + \frac{N_{H0}^2}{N_A^2} \right) x + \frac{1}{4} \frac{n_h}{n_d} + \frac{1}{8} \frac{N_R^2}{N_A^2} \cos^2 \vartheta \beta_d - \frac{2 N_{H0} N_R \epsilon_R}{N_A^2} x + \frac{N_R^2 \epsilon_k^2}{N_A^2} x \right]$$

Будем считать $N_{H0}^2 \gg N_R^2 \epsilon_R^2$ и $N_R \gg N_A^{\frac{2}{3}}$. Тогда в области трансформации $x \approx -\frac{3}{4} \frac{n_h}{n_d} \left(3 \frac{N_{H0}^2}{N_A^2} + 1 \right)^{-\frac{1}{2}}$, и оставив в знаменателе в (121) только одно слагаемое $2 N_{H0} N_R \epsilon_R x / N_A^2$, получим

$$\frac{N_R}{N_A} = \left(\frac{2}{9} \frac{N_A}{N_{H0}} \frac{1}{\epsilon_R \cos^2 \vartheta} \right)^{1/3} \quad (122)$$

Условие применимости этого выражения, $\frac{1}{8} N_R^2 \cos^2 \vartheta \beta_d \ll \ll 2 N_{H0} N_R \epsilon_R x$, означающее, что учет пространственной дисперсии приводит к образованию МВ, имеет вид неравенства

$$\beta_d \ll \left(\epsilon_R \frac{N_{H0}}{N_A} \right)^{4/3} \frac{n_h}{n_d} \quad (123)$$

противоположного неравенству (120). Одновременно должно выполняться условие $N_{H0} \gg N_R \epsilon_R$, т.е.

$$\sqrt{3} \left(\frac{N_{H0}}{N_A} \right)^{4/3} \gg \epsilon_R^{2/3} \quad (124)$$

Отметим, что по мере увеличения показателя преломления МВ при удалении от точки конверсии роль вращательного преобразования возрастает. Для показателя преломления в этой области справедливо уравнение $N_H^2 = \epsilon_1$, откуда

$$N_R = \left[-N_{H0} \epsilon_R x + \left[N_{H0}^2 \epsilon_R^2 x^2 - \left(\epsilon_R^2 x + \frac{1}{8} \beta_d \cos^2 \vartheta \right)^2 \right]^{1/2} \right]$$

$$\left(N_{\text{н0}}^2 x + \frac{1}{3} N_A^2 + \frac{1}{4} \frac{n_h}{n_d} N_A^2 \right)^{1/2} \left(\epsilon_R^2 x + \frac{1}{8} \beta_d \cos^2 \vartheta \right)^{-1}. \quad (125)$$

При $\beta_d \cos^2 \vartheta \gg 8 \epsilon_R^2 x^2 \sim \frac{9}{2} \epsilon_R^2 (n_h/n_d)^2$ из (125) следует выражение (121). Если $\beta_d \cos^2 \vartheta \ll 4 \epsilon_R^2 (n_h/n_d)^2$, то

$$N_R = \frac{N_{\text{н0}}}{\epsilon_R} \left\{ -1 - \left[1 - \left(1 + \frac{1}{3} \frac{N_A^2}{N_{\text{н0}}^2} + \frac{1}{4} \frac{n_h}{n_d} \frac{N_A^2}{N_{\text{н0}}^2} \frac{1}{x} \right)^{1/2} \right] \right\}. \quad (126)$$

При $x = -\frac{3}{4} \frac{n_h}{n_d} \left[1 + O \left(\frac{N_{\text{н0}}^2}{N_A^2} \right) \right]$ имеем

$$N_R \sim \frac{N_{\text{н0}}}{\epsilon_R}. \quad (127)$$

Эта величина значительно превышает (126). Условие применимости (125) $N_{\text{н0}}^2 N_1^2 \gg \epsilon_2^2 \frac{\epsilon_1}{|\epsilon_3|} N_1^4$ можно записать в виде

$$\frac{1}{\epsilon_R} \ll \left(\frac{N_{\text{н0}} \cos^2 \vartheta}{N_A \epsilon_R} \right)^2 \ll \frac{m_d}{m_p}.$$

Влияние полоидального магнитного поля наиболее сильно проявляется при малых $N_{\text{н0}}$. Пренебрегая в этом случае в (116) $N_{\text{н0}}$, т.е. полагая $N_{\text{н}} \approx N_R \epsilon_R$, получим для показателя преломления БВ уравнение $N_1^2 = \epsilon_2^2 / (N_{\text{н}}^2 - \epsilon_1)$, из которого следует, что

$$\frac{N_R^2}{N_A^2} = \left\{ -\cos \vartheta \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{4} \frac{n_h}{n_d} \right) + \left[\cos^2 \vartheta \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{4} \frac{n_h}{n_d} \right)^2 + \frac{16}{9} \left(\epsilon_R^2 + \frac{1}{8} \cos^2 \vartheta \beta_d \right)^{1/2} \right] \right\} \left[2 \cos \vartheta \left(\epsilon_R^2 + \frac{1}{8} \cos^2 \vartheta \beta_d \right) \right]^{-1}. \quad (128)$$

В отличие от случая, когда $\epsilon_R = 0$ и $N_1 \rightarrow \infty$ при $x = x_c = -\frac{n_h}{4n_d}$, показатель преломления (128) монотонно возрастает, проходя через точку $x = x_c$, где

$$\frac{N_R^2}{N_A^2} = \frac{2}{3} \left[\left(\epsilon_R^2 + \frac{1}{8} \cos^2 \vartheta \beta_d \right) \cos \vartheta \right]^{-1/2} \quad (129)$$

Из-за наличия полоидального поля $N_{||} \sim N_R \epsilon_R$ и с ростом ϵ_R резонанс $N_{||}^2 = \epsilon_R^2$ не достигается. (Отметим, что условие $\kappa^2 g_{Li}^2 < 1$ выполняется при $\epsilon_R^2 > \beta_d$). Таким образом, в случае больших ϵ_R

$$N_{||0} \ll N_R \epsilon_R \sim N_A \sqrt{\epsilon_R} \quad (\epsilon_R^2 > \beta_d)$$

трансформации БВ в МВ в дейтериевой плазме, содержащей водород, не происходит: БВ, возбуждаемая со стороны сильного поля, проходит точку $x = x_c$ и подходит к области ИЦР.

2.7. Поглощение и конверсия БМЗВ

в дейтериевой плазме, содержащей добавку водорода, при наличии малой группы тяжелых ионов примеси

Так как циклотронная частота высокоионизованных тяжелых атомов $\omega'_c = \frac{z'_e B_0}{A' m_h c}$ (z'_e — их заряд, A' — атомный вес) близка к циклотронной частоте дейтерия, то при нагреве дейтериево-водородной плазмы в условиях $\omega = \omega_{ch} - 2\omega_{cd}$ при наличии тяжелых ионов в токамаке возникает добавочное циклотронное поглощение БМЗВ за счет резонанса $\omega = 2\omega'_c$. Это поглощение даже при очень низкой концентрации примесных ионов может оказаться весьма существенным и даже, быть полностью ответственным за поглощение БМЗВ, возбуждаемой со стороны сильного магнитного поля. При достаточно большой концентрации ионов примеси может существенно измениться картина конверсии волн в дейтериево-водородной плазме.

При наличии ионов примеси к компонентам ϵ_1 и ϵ_2 тензора ϵ_{ij} , определяемым формулой (98), следует добавить слабое

$$\delta \epsilon' = i \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_p'^2}{\omega \kappa_{||} \nu_T'} \kappa_{\perp}^2 g_L'^2 W(z'_2), z'_2 = \frac{\omega - 2\omega'_c}{\sqrt{2} \kappa_{||} \nu_T'} \quad (130)$$

где $\omega_p' = \left(4\pi z'^2 e^2 n' / A' m_h \right)^{1/2}$ — ленгмюровская частота,

$g_L' = v_T' / \omega_c'$ - ларморовский радиус, $v_T' = (T'/A'm_h)^{1/2}$ - флювая скорость ионов примеси, ρ' - их плотность.

Используя (130), получим из дисперсионного уравнения (7) при $|N_u^2 - \epsilon_1| \ll \epsilon_2 - N_A^2$ следующие выражения для волновых векторов БВ и МВ:

$$k_{\perp}^2 g_L^2 = \left[1 + i\sqrt{\pi} \frac{n'T'}{n_d T_d} \frac{\omega x}{\sqrt{2} k_{\parallel} v_T'} W(z_2') \right]^{-1} \left\{ \left(\frac{4}{3} x + \frac{n_h}{n_d} + \frac{4N_u^2}{N_A^2} x \right) \pm \right. \quad (131)$$

$$\left. \pm \left[\left(\frac{4}{3} x + \frac{n_h}{n_d} + \frac{4N_u^2}{N_A^2} x \right)^2 + \frac{32}{9} \beta_d x \left(1 + i\sqrt{\pi} \frac{n'T'}{n_d T_d} \frac{\omega}{\sqrt{2} k_{\parallel} v_T'} x W(z_2') \right) \right]^{1/2} \right\}.$$

Проанализируем это выражение в предельных случаях. Если концентрация ионов примеси достаточно мала,

$$\frac{n'T'}{n_d T_d} \frac{\omega}{k_{\parallel} v_T'} \frac{n_h}{n_d} \ll 1, \quad (132)$$

то их наличие приведет лишь к небольшому изменению показателя преломления и затуханию, $k_{\perp} = k_{\perp 0} + \delta k + i \text{Im} k$, где $k_{\perp 0}$ определяется формулой (99), а малые добавки $\text{Im} k$ и δk равны

$$\frac{\text{Im} k}{k_{\perp 0}} = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{n'T'}{n_d T_d} \frac{\omega}{\sqrt{2} k_{\parallel} v_T'} x \exp(-x^2) \times \\ \times k_{\perp 0}^2 g_{Ld}^2 \left(k_{\perp 0}^2 g_{Ld}^2 + \frac{4}{3} x + \frac{n_h}{n_d} + \frac{4N_u^2}{N_A^2} x \right)^{-1}, \quad (133)$$

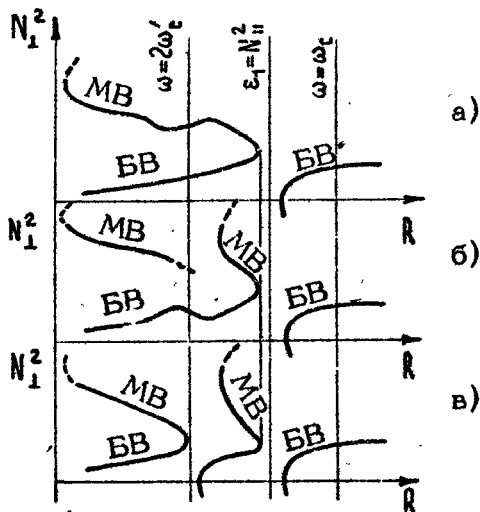
$$\frac{\delta k}{k_{\perp 0}} = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{n'T'}{n_d T_d} \frac{\omega}{\sqrt{2} k_{\parallel} v_T'} x \text{Im} W(z_2') \times \\ \times k_{\perp 0}^2 g_{Ld}^2 \left(k_{\perp 0}^2 g_{Ld}^2 + \frac{4}{3} x + \frac{n_h}{n_d} + \frac{4N_u^2}{N_A^2} x \right)^{-1}. \quad (134)$$

Оптическая голщина, соответствующая коэффициенту заглушения (133), равна

$$\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \text{Im} \kappa_x dR = \frac{\pi}{4} \frac{n' T'}{n_d T_d} x \cdot \frac{\kappa_{Ld}^2 \varrho_{Ld}^2}{\kappa_{Ld}^2 \varrho_{Ld}^2 + \frac{4}{3} x + \frac{n_h}{n_d} + \frac{4N_H^2}{N_A^2} x} \Big|_{R=R'_c} \quad (135)$$

Зависимость показателя преломления от R в этом случае имеет вид, приведенный на рис. 13а. Будем считать, что точка циклотронного резонанса $\omega = \omega'_c$ ($R = R'_c$) лежит левее точки конверсии БВ в МВ $R_c \approx R_{ch} \left[1 - \frac{3}{4} \frac{n_h}{n_d} \left(1 + \frac{3N_H^2}{N_A^2} \right)^{-1} \right]$.

Это условие имеет вид



Р и с. 13. Распределение N_1^2 по сечению плазмы, содержащей ионы двух сортов (дейтерий с добавкой водорода, $n_h \gg n_{cr}$) в области конверсии БВ в МВ при наличии малой добавки тяжелых примесных ионов. Зона циклотронного резонанса для ионов водорода находится внутри плазмы: а - $n' \ll n'_{cr}$, б - $n' \sim n'_{cr}$, в - $n' \gg n'_{cr}$

$$\frac{3}{4} \frac{n_h}{n_d} \left(1 + \frac{3N_n^2}{N_A^2} \right)^{-1} < \frac{A' - 2z'}{A'}. \quad (136)$$

Приведем пример. Для Fe^{+22} ($A'=56$, $z'=22$) имеем $\frac{A'-2z'}{A'} \approx \frac{1}{7}$, так что условие (135) означает, что $n_h/n_d < 20\%$.

Если точка резонанса $\omega = 2\omega'_c$ лежит достаточно далеко от точки конверсии $\left(\frac{4}{3}x + \frac{n_h}{n_d} + \frac{4N_n^2}{N_A^2}x \right)^2 \gg 3\beta_d x$, то из

(131) получим
для БВ

$$\frac{\text{Im } \kappa_1}{\kappa_{10}} \approx \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{\omega'}{\sqrt{2} \kappa_n v_T'} \beta' e^{-z_p'^2} \frac{\epsilon_2^2}{(\epsilon_1 - N_n^2)^2},$$

$$\tau = \frac{\pi}{4} \beta' \frac{\epsilon_2^2 \kappa_{10} R}{(\epsilon_1 - N_n^2)^2}, \quad (137)$$

где

$$N_{10} = \frac{\epsilon_2}{(\epsilon_1 - N_n^2)^{1/2}}, \quad \beta' = \frac{4\pi n'T'}{B_0^2},$$

для МВ (см. также [51])

$$\frac{\text{Im } \kappa_1}{\kappa_{10}} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{n'T'}{n_d T_d} \frac{\omega}{\sqrt{2} \kappa_n v_T'} x \exp(-z_p'^2),$$

$$\tau = \pi \frac{n'T'}{n_d T_d} x \kappa_{10} R, \quad (138)$$

где

$$\kappa_{10}^2 q_{Ld}^2 = -2 \left(\frac{4}{3}x + \frac{n_h}{n_d} + \frac{4N_n^2}{N_A^2}x \right).$$

Приведем пример. В токамаке-реакторе ($\kappa_n = 0,03 \text{ см}^{-1}$ и $n_h/n_d = 0,2$) получим для МВ $\kappa_{10} \sim 1/q_{Li} \sim 4 \text{ см}^{-1}$ и $\tau \approx 1$

при условии $n'/n_d \approx 10^{-4}$ и $T'/T_d \approx 10$ ("летальные" значения концентрации Fe^{26} , выше которых положительный выход термидерных реакций невозможен, значительно больше: $n'/n_p \sim 2,5 \cdot 10^{-2}$ при $T_p \sim 10$ кэВ [52]).

Для токамака типа T-10 будем иметь ($\omega = 3 \cdot 10^8$ с $^{-1}$, $\kappa_{||} \approx 0,1$ см $^{-1}$, $v_T' \approx 3 \cdot 10^6$ см/с) $\kappa_{10} \sim 3$ см $^{-1}$ и $\tau \sim 1$ при тех же значениях n'/n_d и T'/T_d .

При более высокой концентрации, когда имеет место неравенство, противоположное (132), т.е. $\frac{n'T'}{n_d T_d} \frac{\omega}{\sqrt{2} \kappa_{||} v_T'} x \gg 1$, в (131) можно получить $|x'_2| \gg 1$. Тогда

$$\kappa_{\perp}^2 q_L^2 \approx \left(1 - \frac{n'T'}{n_d T_d} \frac{\omega x}{\omega - 2\omega'_c}\right)^{-1} \left[-\left(\frac{4}{3}x + \frac{n_h}{n_d} + \frac{4N_{||}^2}{N_A^2}x\right) \pm \right. \quad (139)$$

$$\left. \pm \left[\left(\frac{4}{3}x + \frac{n_h}{n_d} + \frac{4N_{||}^2}{N_A^2}x\right)^2 + \frac{32}{9} \beta_d x \left(1 - \frac{n'T'}{n_d T_d} \frac{\omega x}{\omega - 2\omega'_c}\right) \right]^{1/2} \right].$$

Следовательно, точка совпадения показателей преломления БВ и МВ смещается при $n' \neq 0$ влево относительно ее положения $x = -\frac{3}{4} \frac{n_h}{n_d} \left(1 + 3N_{||}^2/N_A^2\right)^{-1}$ при $n' = 0$. Показатель преломления МВ (138) обращается в бесконечность в точке, где

$$\omega - 2\omega'_c(R) = \frac{n'T'}{n_d T_d} \omega x. \quad (140)$$

Поведение показателей преломления для этого случая приведено на рис.13б, а при еще большей плотности n' - на рис.13в. В этом случае БМЗВ возбуждается со стороны сильного магнитного поля, трансформируется в МВ, не испытывая циклотронного поглощения ионами примеси, т.е. точка резонанса $\omega = 2\omega'_c$ находится левее точки трансформации. Между точкой трансформации и зоной распространения БВ, возбуждаемой со стороны слабого магнитного поля, появляется еще одна зона распространения для БВ, которая трансформируется в МВ.

2.8. Нагрев плазмы медленными волнами

Медленная мода, возбуждаемая антенными устройствами, создающими продольное электрическое поле, в "холодном" приближении может распространяться в плазме, содержащей ионы одного сорта только в области малой плотности между точкой отсечки ($\omega = \omega_{pe}$) и точкой нижнего гибридного резонанса $\omega = \omega_{LH} = \sqrt{\omega_{ci}^2 + \omega_{pi}^2}$ (в реальных токамаках эта область находится на поверхности плазменного шнура). При учете конечного ларморовского радиуса из дисперсионного уравнения (97) следует, что при $\omega > 2\omega_{ci}$ ($\omega < 2\omega_{ci}$) происходит трансформация МВ в плазменную волну, идущую наружу в сторону убывания плотности, а при $\omega_{ci} < \omega < 2\omega_{ci}$ — в глубь плазмы, в сторону возрастания плотности (см.рис.2). Последнее обстоятельство было предложено использовать для нагрева плазмы [54–64]: МВ возбуждается с внешней стороны тора в области $\omega_{ci} < \omega < 2\omega_{ci}$, проходит через область нижнего гибридного резонанса в сторону возрастания плотности и магнитного поля и, приближаясь к области циклотронного резонанса $\omega \approx \omega_{ci}$, полностью поглощается (в глубине плазмы величина $k_{\perp}^2 q_{Li}^2$ становится порядка единицы и в этой области при решении дисперсионного уравнения следует пользоваться точными выражениями для компонент тензора ϵ_{ij}). В дейтериевой плазме использование такой схемы нагрева встречается с трудностью: при $\omega_{cd} < \omega < 2\omega_{cd}$ наличие примесей приведет к их нагреву и поглощению волны на периферии плазмы. Эта трудность устраняется, если использовать поглощение МВ ионами трития ($\omega = \omega_{ct}$).

Очевидно, что этот способ нагрева и для плазмы с ионами двух и более сортов подходит, если хотя бы для одного сорта ионов $\omega_{ci} < \omega < 2\omega_{ci}$. В [63] рассмотрена возможность нагрева (d+t)-плазмы с использованием резонанса $\omega = 2\omega_{ct}$ ($\omega_{cd} < \omega < 2\omega_{cd}$). Расчеты лучевых траекторий таких волн в плазме с параметрами реактора показали, что волна с умеренным замедлением ($N_{\parallel} \sim 3$) поглощается в центральной части плазменного шнура, при этом заметная ее часть — электронами. Как показано выше, в плазме с ионами двух сортов в области $\omega_{c1} < \omega < \omega_{c2}$ за счет тороидального убывания магнитного поля возможно проникновение МВ в глубь плазмы и достижение области ион-ионного гибридного резонанса, если МВ возбуждать со стороны сильного магнитного

поля. Эта схема также могла бы быть использована для нагрева плазмы в больших токамаках.

Наиболее существенным недостатком МВ, из-за которого они не рассматривались ранее как перспективный претендент для нагрева плазмы в крупных установках с параметрами реактора, является наличие сильных нелинейных явлений на периферии плазменного шнура при тех уровнях вводимой в плазму мощности, которые необходимы для достижения температур $T \sim 10$ кэВ [23]. Плотность потока энергии в МВ равна

$$S = \frac{c}{8\pi} \left(\frac{d\omega \epsilon_1}{d\omega} |E_r|^2 + \frac{d\omega \epsilon_3}{d\omega} |E_{||}|^2 \right) v_{gr}, \quad (141)$$

где v_{gr} — радиальная составляющая групповой скорости. Учитывая, что при $\omega > \omega_{pe}$

$$v_{gr} \approx \frac{\omega^2}{k_{||} \omega_{pe}} (1 + \eta)^{-1}, \quad \eta \equiv \frac{d \ln \epsilon_1}{d \ln \omega^2} \quad (142)$$

и $E_{||} \approx (k_{||}/k_r) E_r$ ($N_{||}^2 \gg 1$), получим

$$|E_r| = \left[\frac{8\pi S k_{||} \omega_{pe} (1 + \eta)}{\epsilon_1 \omega^2 (2 + 2\eta + \omega^2/\omega_{pe}^2)} \right]^{1/2}. \quad (143)$$

В плазме, содержащей ионы двух сортов, в области $\epsilon_1 > 0$ будем иметь $\eta \sim N_A^2$. Отсюда находим

$$E_{||} \approx \left(\frac{8\pi S k_{||}}{\omega_{pe}} \right)^{1/2}, \quad |E_r| \approx \left(\frac{8\pi S k_{||} \omega_{pe}}{\omega^2} \right)^{1/2} \quad (144)$$

при $N_A^2 \ll 1$; при $N_A^2 \gg 1$ $E_{||}$ и E_r уменьшаются в $\sqrt{2}$ раз. По мере углубления в плазму $E_{||}$ убывает, как $n_0^{-1/4}$, а $|E_r|$ растет, как $n_0^{1/4}$. Приведем численные оценки. Полагая $S \sim 1$ кВт/см² (типичное значение для антенн в больших системах), $k_{||} \sim 0,03$ см⁻¹ и $\omega \approx 3 \cdot 10^8$ с⁻¹, получим для периферийной области плазмы ($n \sim 10^{10} - 10^{11}$ см⁻³, $T_{e,i} \sim 10$ эВ): $k_r \approx k_{||}$ ($\omega_{pe}/\omega \approx 2$ см⁻¹), $E_{||} \approx 250$ В/см, $u_{||} \approx 1,5 \cdot 10^9$ см/с $> v_{Te} \approx 1,3 \cdot 10^8$ см/с, $E_r \approx 17$ кВ/см, $u_{\perp} \sim c(E_r/B_0) \approx 3 \cdot 10^7$ см/с $> v_{Ti} \approx 2 \cdot 10^6$ см/с.

Поскольку скорости осциллирующий электронов относительно ионов в поле МВ, $u_{||}$ и u_{\perp} , превышают тепловые скорости электронов и ионов соответственно, то возможно возникновение ионных циклотронных параметрических неустойчивостей

и турбулентного нагрева частиц плазмы. Кроме того, большое значение отношений $(u_{\parallel} / v_{Te})^2$ и $(u_{\perp} / v_{Ti})^2$ вызовет выталкивание плазмы вдоль магнитных силовых линий, вызванное силой ВЧ-давления, из области, занимаемой волновым пакетом, который формируется антенным устройством. Правда, эти явления еще совершенно не изучены экспериментально. Следует, однако, отметить, что в глубине плазмы величина E_r и отношение u_{\perp} / v_{Ti} сильно уменьшаются по сравнению с приведенными значениями. В области, где $k_{\perp} Q_{\perp} \sim 1$, групповая скорость плазменной волны возрастет, $v_g \sim v_{Ti}$, в этом случае

$$E_r \sim \left(\frac{8\pi S}{N_A^2 v_{Ti}} \right)^{1/2}. \quad (145)$$

Типичные значения $E_r \sim 3$ кВ/см и $u_{\perp} \sim 6 \cdot 10^6$ см/с ($S \sim 1$ кВ/см², $T_i \sim 10$ кэВ, $N_A \sim 30$, $B_0 \sim 50$ кГс), т.е. $u_{\perp} / v_{Ti} \ll \ll 1$ и следует считать, что влияние параметрических неустойчивостей и сил ВЧ-давления в глубине плазмы окажется слабым.

2.9. Особенности ионного циклотронного и черенковского поглощения БМЗВ в токамаке

Ионное циклотронное затухание БМЗВ было рассмотрено выше с использованием выражений для антиэрмитовских частей тензора диэлектрической проницаемости, полученных для однородной плазмы с заменой магнитного поля его локальным значением (1). Тороидальные эффекты проявляются в этом случае в зависимости циклотронной частоты от расстояния от большой оси тора

$$\omega_{ci}(R) = \overline{\omega_{ci}} (1 + \epsilon_t \cos \vartheta), \quad (146)$$

где $\overline{\omega_{ci}}$ — значение ω_{ci} при $R = R_0$. Наличие вращательного преобразования учитывается введением продольного волнового числа

$$k_{\parallel} = \frac{v_g m}{q R}. \quad (147)$$

В то же время в токамаках имеются особенности циклотронного поглощения, связанные как с тороидальной зависи-

мостью \bar{v} от R , так и с наличием вращательного преобразования [67]. Пролетные ионы движутся вдоль магнитной силовой линии с постоянной скоростью $v_{||}$, так что для них $\varphi = \omega_B t + \varphi_0$, где ω_B — частота обращения ионов по малому азимуту,

$$\omega_B = v_{||} / q R, \quad (148)$$

В результате, циклотронная частота ионов (146) модулируется низкой частотой (148). Можно считать, что ион совершает двоякопериодическое движение с частотами $\bar{\omega}_{ci}$ и ω_B , что приводит к появлению резонансов

$$\omega = n \omega_{ci} + p \omega_B + K_{||} v_{||}, \quad (149)$$

где n и p — целые. Это приводит к ряду особенностей циклотронного резонанса в токамаке. В частности, становится возможным циклотронное затухание при $K_{||} = 0$.

Задача о поглощении мелкомасштабных ($K_A r \gg 1$) БВ в токамаке с учетом резонансов (149) была рассмотрена в [65,66], где обсуждались кратные резонансы ($n \geq 2$) и основной ($n=1$) резонанс для ионов добавки с плотностью $n' < n'_{cr}$. В этих работах показано, что вклад в затухание БВ дают резонансы с высокими значениями p :

$$p \sim |\omega - \bar{\omega}_{ci}| q R / v_{Ti} \approx \varepsilon_t \omega q R / v_{Ti} = \omega^2 / \omega^3,$$

при этом резонансы с соседними значениями p перекрываются из-за теплового разброса ионов по $v_{||}$. В этом случае коэффициенты затухания совпадают со значениями, получаемыми усреднением локального значения $\text{Im } K_r$ по углу θ . Доплеровское смещение оказывается несущественным, если $K_{||} v_{Ti} \ll \rho \omega^2 \approx \varepsilon_t \omega$. В случае резонанса $n=1$ для ионов основного газа такое совпадение имеет место только для достаточно больших $K_{||}$.

Выделение отдельных резонансов (149) оказывается невозможным также из-за того, что за время обхода резонансного иона вдоль магнитной силовой линии вокруг тора изменение фазы между волной и частицей вследствие столкновений оказывается значительно больше π .

Эффекты тороидальности оказывают существенное влияние на электронное черенковское затухание БВ, когда $\omega / K_{||} \leq \sqrt{\varepsilon_t} v_{Te}$, и нужно учитывать изменение $v_{||}$ при движении

резонансных электронов вдоль магнитной силовой линии [67].
Выражения для $\Gamma_m \kappa_r$ в этом случае приведены в [68,69].

2.10. Эволюция функции распределения ионов при ионном циклотронном нагреве

Проходя вдоль магнитной силовой линии зону циклотронного резонанса, ион получает от электрического поля приращение поперечной скорости Δv_{\perp} , увеличивая или уменьшая (в зависимости от фазы между полем и частицей) свою поперечную энергию. За время облета вокруг тора $1/\omega_g = qR/v_{\parallel}$ фаза между волной и частицей меняется вследствие изменения продольной скорости $\delta v_{\parallel} \sim v_{Ti} \sqrt{\nu_i t}$, обусловленного столкновениями. Поскольку соответствующее изменение времени пролета $\delta t \sim \frac{\delta v_{\parallel}}{v_T} \frac{1}{\omega_g}$ оказывается большим (см. предыдущий раздел), то значение фазы при вхождении частицы в зону резонанса и величину приращения Δv_{\perp} можно считать случайной величиной. Это дает основание [21] использовать для функции распределения ионов при ионном циклотронном нагреве приближение Фоккера-Планка (квазилинейное приближение). Уравнение для функции распределения можно получить, усреднив по углу ϑ квазилинейное уравнение, полученное для однородной плазмы (см., например, [42]), положив в нем $\omega_{ci} = \overline{\omega_{ci}} (1 + \varepsilon_t \cos \vartheta)$. При резонансе $\omega \approx n \overline{\omega_{ci}}$ получим [70, 71, 21]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} v_{\perp} D_{\perp}(v_{\perp}) \frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} + St(f), \quad (150)$$

где

$$D_{\perp}(v_{\perp}) = \frac{e_i^2}{m_i^2} \frac{n^2 (\kappa_{\perp} g_{\perp})^{2n-2}}{(2^n n!)^2} \frac{|E_r + i E_{\vartheta}|^2}{h \omega_{ci} \varepsilon_i |\sin \vartheta_0|}, \quad (151)$$

$$g_{\perp} = \frac{v_{\perp}}{\omega_{ci}}, \quad \omega = n \overline{\omega_{ci}} (1 + \cos \vartheta_0),$$

$St(f)$ — интеграл столкновений в форме Ландау.

При нагреве слабыми ВЧ-полями деформация функции распределения по поперечным скоростям вследствие квазилиней-

ной диффузии для основной группы частиц с $v_1 \sim v_{Ti}$ за время между кулоновскими столкновениями незначительна и распределение основной массы ионов близко к максвелловскому. Для этого необходимо, очевидно, чтобы время квазилинейной диффузии τ_{ql} было велико по сравнению со временем релаксации за счет кулоновских столкновений,

$$\tau_{ql} \sim \frac{v_{Ti}^2}{D(v_{Ti})} \gg \tau_i. \quad (152)$$

Заметим, что для частиц с высокой энергией ($v_1 \gg v_{Ti}$) время кулоновской релаксации быстро растет с ростом v_1 .

$\tau_{corr} \sim \tau_i \left(\frac{v_1}{v_{Ti}} \right)^3$, а время квазилинейной диффузии $\tau_{ql} \sim v_{Ti}^4 / D(v_1) v_1^2$ убывает, как $1/v_1^{2n}$. Поэтому несмотря на

выполнение условия (152) кулоновская релаксация для быстрых ионов успеет компенсировать повышенную квазилинейную диффузию по поперечным скоростям, если $\tau_{ql} \ll \tau_{corr}$. В этом случае будут образовываться высокоэнергетичные "хвосты" у функции распределения ионов по энергиям. Особенно интенсивно этот процесс идет при резонансах $n \geq 2$, частицы набирают энергию в ВЧ-поле тем быстрее, чем больше их поперечная скорость, $D(v_1) \sim v_1^{2n-2}$. Поэтому при $n \geq 2$ при достаточно длительном ИЦН должно наблюдаться явление "убегания". (Отметим, что при резонансах высокой кратности, $n \geq 3$, коэффициент затухания волн и коэффициент диффузии очень малы, порядка $(k_{Li})^{2n-2}$, в этом случае нагрев и явления убегания слабы и такие резонансы обычно не рассматриваются.)

При $v \ll v_{Ti}$ распределение практически изотропное, при $v \gg v_{Ti}$ оно становится сильно анизотропным, частицы концентрируются при $\vartheta \approx \pi/2$ (ϑ - угол между \vec{v} и \vec{B}_0). Быстрый набор поперечной энергии высокоэнергетичными частицами может приводить к запираанию их на неоднородностях магнитного поля и быстрому уходу из ловушки, т.е. к повышенному каналу энергопотерь. В больших ловушках этот эффект существен только для частиц с энергией 0,1-1 МэВ, что дает лишь малый вклад в общий энергобаланс плазмы.

Рассмотрим образование высокоэнергетичных "хвостов" резонансных ионов добавки в условиях основного резонанса $\omega \approx \omega'_c$. Если энергия ионов добавки ξ меньше критического значения

$$\xi_0 = \alpha A' T_e \left(\sum_i \frac{n_i}{n_e} \frac{x_i^2}{A_i} \right)^{2/3}, \quad (153)$$

где $\alpha = (3\sqrt{\pi}/4)^{2/3} (m_H/m_e) \approx 14,8$, A' и A_i – атомные веса ионов добавки и основного газа, то торможение ионов добавки происходит при их столкновениях с ионами основного газа, а их торможением на электронах можно пренебречь. В этой области энергий столкновения быстро изотропизируют распределение ионов добавки. Функция распределения ионов добавки по энергии при $\xi \ll T_i$ близка к максвелловскому распределению с температурой, близкой к температуре ионов.

В области высоких энергий, $T_i < \xi < \xi_0$, распределение ионов добавки также является максвелловским с эффективной температурой [21]

$$T_{ef} = T_e (1 + \xi), \quad (154)$$

где

$$\xi = \frac{m' \langle p \rangle v_{Te}}{4\sqrt{2\pi} n' x'^2 e^4 n_e \Lambda},$$

$$\langle p \rangle = \frac{x'^2 e^2 |E_x + iE_y|^2 n'}{4m' \omega \epsilon_t |\sin \vartheta_0|}. \quad (155)$$

Параметр ξ определяется величиной мощности, поглощаемой резонансными ионами в единице объема плазмы $\langle p \rangle$ и скоростью торможения на электронах

$$\left(\frac{d\xi}{dt} \right)_e = - \frac{16 x'^2 e^4 n_e \Lambda}{3\sqrt{8\pi} v_{Te} T_e} \frac{\xi}{m'}. \quad (156)$$

При $\xi \sim T_{ef} \sim T_e \xi$ ($\xi > 1$) энергия, получаемая ионом от ВЧ-поля, передается уже электронам: $|d\xi/dt|_e \sim \langle p \rangle / n'$. При торможении ионами

$$\left(\frac{d\xi}{dt} \right)_i = - \frac{x'^2 e^2 \omega_{pi}^2 \Lambda}{v}, \quad (157)$$

скорость торможения убывает, как $1/v$, стационарное распределение невозможно. Формирование стационарного процесса диффузии обеспечивается как передачей энергии, приобретаемой от ВЧ-поля, ионам, так и наличием торможения на

электронах, растущего пропорционально ξ .

При $\xi > \xi_0$ возникает сильная анизотропия распределения ионов добавки по скоростям; рассеяние на ионах в этой области слабое, поэтому возникает диффузия быстрых ионов в пространстве скоростей преимущественно перпендикулярно магнитному полю.

Образование высокоэнергетичных "хвостов" ионов дейтерия при циклотронном резонансе для дейтерия, являющегося малой добавкой, в тритиевой плазме было предложено [21] использовать для создания двухкомпонентного термоядерного реактора, в котором значительная доля термоядерного энергетического выхода обусловлена реакцией между высокоэнергетичными ионами дейтерия ($\xi \sim 100$ кэВ) и ионами "холодной" тритиевой мишени ($T_t \approx 4$ кэВ). Вычисления [21] показали, что в такой плазме фактор Q (отношение энергии, выделяемой в результате $(d+t)$ -реакции, к ВЧ-энергии, затрачиваемой на нагрев) может превышать единицу, если параметр ξ достаточно велик. Наличие сильной анизотропии в распределении ионов добавки приводит к увеличению фактора Q в больших машинах [72].

Образование высокоэнергетичных хвостов ионов добавки наблюдалось экспериментально. Подбором параметра ξ (величина $\langle \rho \rangle$, входящая в этот параметр, в проводимых опытах известна только по порядку величины) удалось добиться хорошего соответствия между расчетными и экспериментальными данными [72], что указывает на правильность развиваемых представлений.

ИЦН плазмы, содержащей малую примесь ионов He^{++} , может быть использован для имитации явлений, возникающих в $(d+t)$ -плазме в результате накопления альфа-частиц - продуктов термоядерной реакции [74]. Решение кинетического уравнения для ионов ${}^3He^{++}$ показало, что при достаточно высокой величине поглощаемой этими ионами ВЧ-мощности и не очень высокой плотности плазмы функции распределения по энергиям ионов ${}^4He^{++}$ - продуктов термоядерной реакции - и ионов ${}^3He^{++}$, ускоряемых ВЧ-полем, оказываются очень близкими друг к другу в области энергий 0,2-2,4 МэВ ($T_e = 10$ кэВ, $n_e = 2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $\rho = 1$ Вт/см 3 либо $n_e = 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $\rho = 2$ Вт/см 3). Моделирование нагрева плазмы альфа-частицами и вызываемых ими "термоядерных" неустойчивостей может быть осуществлено в устройствах типа

ИНТОР, Т-15, ТФТР, ЖЕТ и ЖТ-60.

Обсудим теперь вопрос о скорости нагрева ионов основного газа за счет парных столкновений с ионами добавки, приобретающими энергии от ВЧ-поля при $\omega = n\omega'_c$. Считая удельную мощность, поглощаемую ионами добавки от ВЧ-поля достаточно малой, будем полагать распределение ионов добавки максвелловским с температурой T' . Тогда уравнение баланса энергии можно записать в виде

$$\frac{3}{2} n' \frac{dT'}{dt} = p - \sum_{\alpha=i,e} \frac{3}{2} \frac{T' - T_\alpha}{\tau_\alpha^\varepsilon} n' - \frac{3}{2} \frac{n' T'}{\tau_\varepsilon'}, \quad (158)$$

где τ_ε' - энергетическое время жизни примесных ионов, учитывающее охлаждение ионов примеси за счет теплопроводности, конвекции, эффектов перезарядки и др., τ_α^ε - время обмена энергией между ионами добавки и ионами основного газа ($\alpha = i$) и электронами ($\alpha = e$),

$$\tau_\alpha^\varepsilon = \frac{3}{8\sqrt{2\pi}} \frac{m_\alpha}{\sqrt{m'}} \frac{\left(T' + \frac{m'}{m_\alpha} T_\alpha\right)^{3/2}}{e^4 z_\alpha^2 z'^2 n_\alpha L}. \quad (159)$$

Для практически интересных случаев, когда $T' \gg T_\alpha$,

$\tau_i^\varepsilon \ll \tau_e^\varepsilon \sim (m_i/m_e)^{1/2} \tau_i^\varepsilon$ и $\tau_\varepsilon' \gg \tau_i^\varepsilon$. В этих случаях в стационарных условиях ($dT'/dt = dT_i/dt = 0$) нагрев возможен, если $p \ll p_m$, где

$$p_m = \frac{3}{2} \frac{n T_i}{\tau_{ii}} \propto \frac{n'}{n_i}. \quad (160)$$

Здесь $\tau_{ii} = 1/\nu_{ii}$ - время релаксации ионов основного газа, равное

$$\tau_{ii} = \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{m_i} T_i^{3/2}}{e^4 z_i^4 n_i L},$$

и

$$\alpha = \frac{4\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \frac{z'^2}{z_i^2} \sqrt{\frac{m'}{m' + m_i}}.$$

В рассматриваемых условиях температура ионов добавки максимальна,

$$T' = T_m = \left(2 \frac{m'}{m_i} + 3 \right) T_i. \quad (161)$$

Отсюда видно, что максимальная скорость нагрева ионов основного газа достигается при $\rho = \rho_m$:

$$\left(\frac{dT_i}{dt} \right)_{\max} = \frac{2}{3} \rho_m = \frac{n_i T_i}{\tau_{ii}} \propto \frac{n'}{n_i}. \quad (162)$$

Из уравнения баланса энергии основных ионов

$$\frac{3}{2} \frac{n_i T_i}{\tau_E^i} + \frac{3}{2} \frac{n_i (T_i - T_e)}{\tau_{ie}^e} = \rho \ll \rho_m. \quad (163)$$

где τ_{ei}^e - время выравнивания температур ионов и электронов, можно получить оценки максимально достижимой температуры ионов основного газа. При $\tau_E^e \gg \tau_{ie}^e T_i / (T_i - T_e)$ из (163) следует, что

$$\frac{T_i}{T_e} \left(1 - \frac{T_e}{T_i} \right)^{2/3} = \gamma, \quad (164)$$

где

$$\gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/3} \left(\alpha \frac{n'}{n} \right)^{1/2}.$$

Отношение T_i/T_e монотонно возрастает с ростом γ ; при $\gamma \ll 1$ $T_i/T_e \approx 1 + (1/3)\gamma^{3/2}$, при $\gamma \gg 1$ $T_i/T_e \approx \gamma$.

Согласно (160), (162) и (164) максимально достижимые значения температуры ионов плазмы при рассматриваемом способе нагрева определяются параметром $\alpha n'/n_i$, для достижения больших значений концентрация n'/n_i должна быть достаточно велика.

Проанализируем возможность использования для нагрева основного газа в качестве резонансных различных ионов, в том числе ионов с большими χ . Для определенности в качестве основного газа выберем дейтерий. Как следует из (160), максимальная скорость нагрева основного газа при использовании добавок различных ионов оказывается одинаковой, если одинаков параметр $\alpha n'/n_i$. Поскольку $\alpha \approx \chi^{1/2}$ при $\chi \gg 1$, то эквивалентная концентрация тяжелых примесей (т.е. концентрация различных ионов добавки, для которых скорость нагрева одинакова) может быть в $\chi^{1/2}$ раз меньше, чем концентрация ионов водорода, используемого как резо-

нансная добавка, при этом величина $\Delta z_{ef} = z_{ef} - 1 \approx \chi^2 n'/n_p$ не зависит, в случае эквивалентных концентраций, от сорта ионов.

Отметим также, что при $\rho = \rho_m$ температура примеси с $\chi \gg 1$ велика, $T_m \approx (m'/m_i) T_i \approx \chi T_i \gg T_i$, значения их тепловой скорости и ларморовского радиуса, а также размер "бананов" близки (поскольку $\chi \approx m'/m_d$) к значениям тепловой скорости и ларморовского радиуса и размеру "бананов" дейтонов, что важно с точки зрения удержания ионов добавки в ловушке.

Значения эквивалентных концентраций различных ионов добавки и других параметров характеризуют данные таблицы. При нагреве высокоионизованных ионов тяжелых примесей эффективное поглощение энергии БМЗВ (как показано выше), обеспечивается при резонансе $\omega = 2\omega'_c$.

Т а б л и ц а

Параметры	Ионы добавки			
	H	${}_3\text{H}^{++}$	C ^v	Fe ^{xxiii}
n'/n_α	0,2	0,04	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$
$(T'/T_d)_m$	4	6	15	59
v'_{max} / v_{Td}	2,8	2	1,58	1,37
q'_{Lmax} / q_{Ld}	1,42	1,5	1,9	1,66
Δz_{ef}	0	0,16	0,13	0,116
Схема нагрева	d + H, $\omega = \omega'_c$	d + ${}_3\text{He}^{++}$, $\omega = \omega'_c$	d + H + C, $\omega = 2\omega'_c$	d + H + Fe, $\omega = 2\omega'_c$

Таким образом, циклотронный резонанс на ионах добавки может быть эффективным для нагрева ионов основного газа не только в случае легких ионов добавки (например, H⁺ или ${}_3\text{He}^{++}$), но и ионов тяжелых примесей.

Отметим, что проведенный анализ скорости нагрева основывался на предположении, что распределение резонансных

ионов добавки является максвелловским. Для этого необходимо, чтобы пополющаемая этими ионами мощность была достаточно мала, $p \ll p_m$. В противном случае необходимо учитывать образование высокоэнергетических хвостов в распределении примесных ионов по энергии. Сопоставление приведенных расчетов с результатами, полученными при решении уравнения (150) показывает их хорошее совпадение при $p \ll p_m$.

2.11. Особенности возбуждения БМЗВ в токамаке [27,28]

Возбуждение БМЗВ в плазме токамаков осуществляется обычно при помощи витков с током, расположенных между плазмой и камерой. Считая плотность тока в витке заданной величиной, можно представить ее в виде ряда Фурье

$$\vec{j}^{\text{ст}}(\vec{r}, t) = \text{Re} \sum_{\ell, m} \vec{j}^{(\ell, m)}(r) \exp[i(m\vartheta + \ell\zeta - \omega t)]. \quad (165)$$

Тогда поле в плазме также можно разложить в ряд Фурье. Для токамака с большими размерами ($K_A a \gg 1$) имеем

$$\vec{E}(\vec{r}) = \text{Re} \sum_{\ell, m} \vec{E}^{(\ell, m)} \exp(i(m\vartheta + \ell\zeta - \omega t)) \left(\exp(-i|k_r| r) + Q^{(\ell, m)} \exp(i|k_r| r) \right), \quad (166)$$

где $Q^{(\ell, m)} = |Q^{(\ell, m)}| \exp(i\Psi_{\ell, m})$ — коэффициент отражения, $|Q^{(\ell, m)}| = e^{-\tau}$, τ — оптическая толщина, амплитуды поля $E^{(\ell, m)}$ пропорциональны $j^{(\ell, m)}$. В случае сильного поглощения БВ, например, за счет полной конверсии в МВ, либо из-за сильного затухания на ионах добавки, либо при $\omega = 2\omega_{ci}$ отраженной волны не возникает, $Q^{(\ell, m)} \approx 0$ (режим свободного излучения, или излучения в полупространство).

Рассмотрим далее случай слабого затухания, когда $\tau \ll 1$. В этом случае для мод, амплитуда которых в задаче ВЧ-нагрева не мала, $K_r \sim K_A \gg k_{\parallel} = m/r$, $K_{\parallel} = \ell/R$ и дисперсионное уравнение для (ℓ, m, n) -моды имеет вид

$$\int_{r_1}^{r_2} k_r dr = n\pi,$$

где $r_{1,2}$ — точки поворота, $k_r = \sqrt{K_{\perp}^2(r) - K_{\parallel}^2}$. Для гру-

Бых оценок можно считать, что $v_A = \bar{v}_A$, $k_r \sim k = \pi n/a$. Тогда собственная частота тороидального плазменного резонатора

$$\omega^{(l,m,n)} = k_r v_A \left(1 + \frac{m^2}{2\pi^2 n^2} + \frac{\rho^2 a^2}{2R^2 \pi^2 n^2} + \frac{\eta}{2} \right), \quad (167)$$

где $\eta = k_{\perp}^2 c^2 / \omega_{pi}^2$. Собственные частоты в больших токамаках очень близки друг к другу. Используя оценку (167), нетрудно получить для среднего расстояния между соседними частотами выражение [73].

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim \frac{\pi}{k_A^3 a^3} \frac{a}{R} \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2} \right)^{1/2}. \quad (168)$$

Изменения плотности и магнитного поля, приводящие к изменению собственной частоты на величину $\sim \Delta\omega$, составляют

$$\frac{\Delta n_p}{n_p} \sim a \frac{\Delta B_0}{B_0} \sim 2 \frac{\Delta\omega}{\omega}.$$

Для токамака-реактора $\Delta\omega/\omega \lesssim 10^{-5}$.

Если частота волны близка к собственной частоте $\omega^{(l,m,n)}$, то в выражении (166) существенны только члены, для которых $\omega^{(l,m,n)}$ близко к ω , при этом

$$E^{(l,m)} \sim \frac{j^{(l,m)}}{\omega - \omega^{(l,m,n)} + i\gamma^{(l,m,n)}}, \quad (169)$$

где $\gamma^{(l,m,n)}$ учитывает наличие в k_{\perp}^2 и $\epsilon_{1,2}$ мнимых слагаемых, связанных с циклотронным поглощением. В этом случае поглощаемая плазмой мощность $P = \int \vec{j} \cdot \vec{E} d\vec{r}$ равна

$$P \sim \sum_{l,m,n} A^{(l,m,n)} |j^{(l,m)}|^2 \frac{\gamma^{(l,m,n)}}{(\omega - \omega^{(l,m,n)})^2 + \gamma^2}. \quad (170)$$

Если $\gamma \ll \Delta\omega$, то в (166) и (170) можно оставить только по одному резонансному слагаемому $\omega^{(l,m,n)}$, наиболее близким к ω (случай резонанса отдельных тороидальных мод).

Условие $\gamma \ll \Delta\omega$ можно представить в виде

$$\rho \gg (R/a)^2 k_A a \tau. \quad (171)$$

Неравенство (171) выполняется, если затухание τ мало.

При $\gamma \gg \Delta\omega$ резонансы с соседними ℓ перекрываются. Если при этом $j_{(\ell, m)}$ не мало, т.е. если спектральная плотность токов в антенне достаточно широка, то можно перейти от суммирования по ℓ к интегрированию. В этом случае для величины поглощаемой мощности и полей получаются выражения, соответствующие возбуждению волн в бесконечном цилиндре. Если при этом одновременно возбуждается большое число гармоник с фиксированным ℓ , а соседние моды $\ell \pm 1$ являются нерезонансными, то условие резонанса будет иметь вид

$$L_{\parallel} > \frac{\kappa_{\parallel}}{\kappa_A} a \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2} \right). \quad (172)$$

Это означает, что прежде чем волна выйдет из-под возбуждающего витка шириной L_{\parallel} с групповой скоростью $d\omega/d\kappa_{\parallel} \sim (\kappa_{\parallel}/\kappa_A^2) (1 + \omega^2/\omega_{ci}^2)$ вдоль \vec{B}_0 , она совершит много колебаний по радиусу.

Когда помимо (171) нарушается и условие (172), то возбуждается группа волн со значениями ℓ из интервала $\ell - \Delta\ell < \ell < \ell + \Delta\ell$, где $\Delta\ell \sim R/L_{\parallel}$, $\ell = \kappa_{\parallel 0} R$, резонансы с соседними ℓ перекрываются. Волна выходит из-под возбуждающего витка, не успев совершить по радиусу колебания.

Важнейшей особенностью режимов излучения в полупространство и в бесконечном цилиндре является слабая зависимость вводимой в плазму мощности при изменении параметров плазмы (плотности, магнитного поля и др.). Это значительно облегчает технические задачи ввода больших мощностей [27-29].

2.12. Возбуждение БВ антеннами

При обсуждении методов нагрева плазмы с использованием БМЗВ важное место занимает исследование задачи возбуждения электромагнитных колебаний в плазме внешними источниками. В приложении к реальным условиям частично могут быть использованы результаты из общей теории антенн, в настоящее время хорошо развитой. Однако вследствие специфичности характеристик плазмы как электродинамической среды (сильная анизотропия ($|\epsilon_{31}| \gg |\epsilon_{1,2}|$), гиротро-

пия, неоднородность, сложность и ограниченность геометрии, многомодовость колебаний и т.п.) потребовалось развитие исследований, в значительной мере являющихся самостоятельным разделом общей теории антенн.

Исследования такого рода, проведенные в последние годы, посвящены, в первую очередь, излучающим характеристикам различного типа антенных систем [43, 28, 76-79], особенностям возбуждения БВ с учетом неоднородности как плазмы [1, 79, 80], так и различных конструктивных элементов вблизи плазменного объема [78, 80], исследованию электродинамических характеристик различных элементов антенны [82] и др.

По своим электродинамическим характеристикам антенные системы можно разделить на системы токового и электрического (потенциального) типа. В антеннах токового типа источником поля является возбуждающая поверхность или объем с заданным распределением внешнего тока. В антеннах потенциального типа источником поля служит поверхность либо объем с заданным распределением внешних зарядов. В реальных системах, в общем случае, существуют элементы как токового, так и потенциального типов. Часто в таких системах можно выделить доминирующий элемент, но существуют и системы гибридного типа; в которых токовые и потенциальные элементы примерно равнозначны.

Методы анализа систем токового и потенциального типов в значительной мере общие. Так, задачи возбуждения волн в плазме, исследование электродинамических характеристик антенн и т.п. Сводятся к решению волнового уравнения с заданными внешними токами (антенны токового типа) либо зарядами (антенны потенциального типа). Более сложен анализ гибридных систем, для которых требуется решение интегродифференциальных уравнений для плотности тока и плотности заряда на антенне.

Примером антенны потенциального типа может служить рупорная антенна [83], токового типа - системы с токовым витком. Ниже проведем анализ основных характеристик антенны с токовым витком, которая наиболее часто используется в современных экспериментах.

Ограничимся случаем плоской модели. Токослой расположим между стенкой вакуумной камеры ($x=0$) и плазмой ($x>d$) на расстоянии d_1 от камеры. Плотность тока

витка равна $j_y = j_0 \delta(x - d_1)$, $|x| \leq L_{||}/2$, ($j_y = 0$ при $|x| > L_{||}/2$). Полный ток в витке $J = j_0 L_{||}$ ($L_{||}$ — ширина витка в тороидальном направлении). Для имитации тороидальности будем считать, что такие витки периодически установлены вдоль оси x с периодом $2\pi R$ ($R \ll L_{||}$). Плотность тока представим в виде ряда Фурье

$$j_e(x) = j_0 \sum_{\rho=-\infty}^{\infty} a_{\rho} \exp(i\kappa_{||}^{(\rho)} x) \delta(x - d_{\rho}), \quad (173)$$

где $\kappa_{||}^{(\rho)} = \rho/R$ и

$$a_{\rho} = \frac{1}{\pi \rho} \sin \frac{\rho L_{||}}{2R}. \quad (174)$$

Если вдоль тора установлены ρ таких витков на одинаковом расстоянии друг от друга, то выражениями (173) и (174) и последующими можно пользоваться, заменив в них R на R/ρ .

Решая уравнения Максвелла для компонент поля E_y , B_x и B_z в вакууме, получим

$$\{E, B\} = \sum_{\rho=-\infty}^{\infty} \left\{ \vec{E}^{(\rho)}(x), \vec{B}^{(\rho)}(x) \right\} \exp(i\kappa_{||}^{(\rho)} x),$$

$$B_x^{(\rho)} = -N_{||} E_y^{(\rho)}, \quad B_z^{(\rho)} = -i \frac{c}{\omega} \frac{\partial E_y^{(\rho)}}{\partial x}. \quad (175)$$

Здесь

$$E = A \operatorname{sh} \kappa_{||}^{(\rho)} x \quad (0 < x < d_1),$$

$$E = B \operatorname{ch} \kappa_{||}^{(\rho)} x + C \operatorname{sh} \kappa_{||}^{(\rho)} x \quad (d_1 < x < d),$$

$$A = \frac{4\pi i \omega j_0 a_{\rho}}{c^2 \kappa_{||}} \frac{N_{||} \operatorname{ch} \kappa_{||} d_2 - i \Gamma^{(\rho)} \operatorname{sh} \kappa_{||} d_2}{N_{||} \operatorname{ch} \kappa_{||} d - i \Gamma^{(\rho)} \operatorname{sh} \kappa_{||} d},$$

$$B = A \left(\frac{\operatorname{ch} \kappa_{||} d_1}{\operatorname{sh} \kappa_{||} d_1} - \frac{N_{||} \operatorname{sh} \kappa_{||} d - i \Gamma^{(\rho)} \operatorname{ch} \kappa_{||} d}{N \operatorname{ch} \kappa_{||} d - i \Gamma^{(\rho)} \operatorname{sh} \kappa_{||} d} \right)^{-1},$$

где $d_2 = d - d_1$ — расстояние между плазмой и токовым витком.

Входящий в эти выражения коэффициент $\Gamma^{(e)}$ – обратный импеданс плазмы, равный

$$\Gamma^{(e)} \equiv \frac{B_z^{(e)}}{E_y^{(e)}} \Big|_{x=d} = -i \frac{c}{\omega} \frac{\partial \ln E_y^{(e)}}{\partial x} \Big|_{x=d}, \quad (176)$$

определяется из решения задачи о распространении волн в плазме.

Важной характеристикой возбуждаемых свойств токового слоя является импеданс единицы длины (в направлении оси y):

$$z = z_1 + i z_2 \equiv - \frac{E_y}{j_0} \left(|z| < \frac{L_{||}}{2} \right). \quad (177)$$

С учетом (173), (174) и (176) величина z может быть представлена в виде

$$z = \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} z^{(\ell)} \exp(i k_{||}^{\ell} z),$$

где

$$z^{(\ell)} = z_1^{(\ell)} + i z_2^{(\ell)} = - \frac{4\pi i \omega \alpha_{\ell}}{c^2 k_{||}} \operatorname{sh} k_{||} d_1 \frac{N_{||} \operatorname{ch} k_{||} d_2 - i \Gamma^{(\ell)} \operatorname{sh} k_{||} d_2}{N_{||} \operatorname{ch} k_{||} d - i \Gamma^{(\ell)} \operatorname{sh} k_{||} d}.$$

Реальная часть импеданса (177) характеризует усредненную по времени работу поля E_y над током j_y :

$$P(z) = - \frac{1}{2} \operatorname{Re} j_y^* E_y = \frac{1}{2} z_1 |j_0|^2. \quad (178)$$

Для узких токовых витков и длинных излучаемых волн, когда в сумме по ℓ основной вклад дают значения ℓ такие, что $k_{||}^{\ell} L_{||} \ll 1$, импеданс z и работа P не зависят от координаты z .

Введем средний импеданс на единицу длины $\bar{z} = \bar{z}_1 + i \bar{z}_2$, реальная часть которого определяет мощность, поглощаемую плазмой,

$$P_{\text{акт}} = \int_{-L_{||}/2}^{L_{||}/2} P(z) dz = \frac{1}{2} |j_0|^2 \bar{z}_1, \quad (179)$$

а мнимая часть — колеблющуюся (реактивную) часть мощности токового слоя,

$$P_{\text{реакт}} = \frac{1}{2} \int_{-L_n/2}^{L_n/2} \text{Im} j_y^* E_y dx = \frac{1}{2} |J|^2 \bar{x}_2. \quad (180)$$

Тогда получим, что

$$z = \sum_{l=-\infty}^{\infty} 2 \frac{\sin(\kappa_n^{(e)} L_n/2)}{\kappa_n^{(e)} L_n} (z_1^{(e)} + i z_2^{(e)}). \quad (181)$$

Если виток радиуса $b = a + d_2$ ($d_2 \ll a$) охватывает плазменный цилиндр радиуса a , то его полный импеданс будет равен

$$z_{\text{полн}} = 2\pi b \bar{z}.$$

Для узких витков $\bar{z} = z/L_n$ и

$$z_{\text{полн}} = \frac{2\pi b}{L_n} z.$$

Импеданс плазмы с резкой границей. Чтобы проследить, как влияет плазма на излучательные свойства токового витка, т.е. на его импеданс, необходимо знать импеданс плазмы. Будем считать, что плотность плазмы возрастает скачком от нуля до некоторого значения $n = n_{gr}$ при $x = d$, а затем изменяется плавно. Величину n_{gr} будем считать достаточно большой, так что при $x > d$ БВ может распространяться, т.е. $\kappa_1^2 > 0$ при $n = n_{gr}$. Тогда поле E_y при $x > 0$ вблизи границ может быть представлено в виде

$$E_y \sim \exp(i\kappa_{1gr}(x-d)) + q \exp(-i\kappa_{1gr}(x-d)), \quad (182)$$

где коэффициент отражения $q = |q| e^{i\psi}$ равен

$$|q| = e^{-\tau}, \quad \psi = 2 \int_d^{d_a} \kappa_1(x) dx \sim 2\kappa_A a,$$

(a — ширина плазменного слоя).

Обратный импеданс плазмы с резкой границей равен

$$\bar{\Gamma}^{(e)} = \bar{\Gamma}_1^{(e)} + i \bar{\Gamma}_2^{(e)} = N_{gr} (1-q)/(1+q), \quad (183)$$

где $N_{гр} = \kappa_{лгр} c / \omega$. Отсюда

$$\Gamma_1^{(e)} = \frac{1 - |q|^2}{1 + 2|q| \cos \Psi + |q|^2} N_{гр}, \quad (184)$$

$$\Gamma_2^{(e)} = - \frac{2|q| \sin \Psi}{1 + 2|q| \cos \Psi + |q|^2} N_{гр}. \quad (185)$$

Рассмотрим случай, когда затухание достаточно сильное, так что амплитуда отраженной волны мала ($q = 0$). В этом случае токовый слой излучает в плазму, как в бесконечную среду (режим излучения в полупространство).

Полагая $|q| = 0$ и $d_2 = 0$, получим $\Gamma_1^{(e)} = N_{гр}$, $\Gamma_2^{(e)} = 0$ и

$$\chi_1^{(e)} = \frac{4\pi \alpha_p}{c} \frac{\Gamma_1^{(e)}}{\Gamma_1^{(e)2} + \Gamma_0^2}, \quad (186)$$

$$\chi_2^{(e)} = - \frac{4\pi \alpha_p}{c} \frac{\Gamma_0}{\Gamma_1^{(e)2} + \Gamma_0^2}, \quad (187)$$

где $\Gamma_0 = N_{||} \operatorname{cth} \kappa_{||} d_1$.

Изменение импеданса $\chi_{1,2}^{(e)}$ при изменении плотности плазмы определяется величиной $\Gamma_1 = N_{гр} \sqrt{\bar{n}_{гр}}$. Величина $\chi_1^{(e)}$ при изменении $N_{гр}$ возрастает пропорционально $N_{гр}$, достигая максимума при $N_{гр} \sim \Gamma_0$, и затем убывает, как $1/N_{гр}$.

Удобно ввести величину

$$Q^{(e)} = \frac{\chi_2^{(e)}}{\chi_1^{(e)}} = \frac{\Gamma_0}{\Gamma_1^{(e)}} = \frac{N_{||}}{N_{гр}} \operatorname{cth} \kappa_{||}^{(e)} d_1, \quad (188)$$

которая характеризует добротность возбуждающей системы, работающей в режиме излучения. Эта величина монотонно убывает с ростом $N_{гр}$.

Отметим важное обстоятельство: величина $\chi_{1,2}^{(e)}$ (177) не очень чувствительна к изменению плотности, относительное изменение импеданса $\delta \chi_{1,2} \sim \chi_{1,2}$ возникает только при $\delta \bar{n} \sim \bar{n}_p$, в отличие от режимов слабого затухания.

Наличие экрана, как следует из (177), приводит к увеличению добротности токового слоя. При $\kappa_{||}^{(e)} d > 1$ величина $Q^{(e)}$ постоянна, $Q^{(e)} \sim N_{||} / N_{гр} \ll 1$. При $\kappa_{||}^{(e)} d < 1$ вели-

чина $Q^{(e)}$ растет с уменьшением d пропорционально $1/d$, причем $Q^{(e)} \sim 1$ при $d \sim 1/\kappa_{гр}$. В области $\kappa_{гр} d \ll 1$ добротность велика, $Q^{(e)} \gg 1$. Таким образом, в режиме излучения в полупространство при не очень малой ширине зазора ($\kappa_{гр} d \gg 1$) добротность токового витка остается низкой ($Q^{(e)} \ll 1$) даже при наличии проводящего экрана.

Увеличение ширины зазора между токовым витком и плазмой приводит к увеличению добротности $Q^{(e)}$

$$Q^{(e)} = \frac{N_{II}^2 + \kappa_{II}^{(e)} d_2 \cdot N_{гр}^2 \operatorname{th} \kappa_{II}^{(e)} d}{N_{II} N_{гр} (\operatorname{th} \kappa_{II}^{(e)} d - \kappa_{II} d_2)} \quad (189)$$

В области $\kappa_{II}^{(e)} d < 1$ имеем

$$Q^{(e)} = \frac{N_{II}^2 + N_{гр}^2 \kappa_{II}^{(e)2} d d_2}{N_{II} N_{гр} \kappa_{II} d_1} \quad (190)$$

а при $\kappa_{II}^{(e)} d > 1$

$$Q^{(e)} = \frac{N_{II}^2 + N_{гр}^2 \kappa_{II}^{(e)} d_2}{N_{II} N_{гр}} \quad (191)$$

При увеличении ширины зазора d_2 при $\kappa_{II}^{(e)2} d d_2 N_{гр}^2 > N_{II}^2$ величина $Q^{(e)}$ достигает минимума,

$$Q_{\min}^{(e)} = \frac{N_{гр}}{N_{II}} \kappa_{II}^{(e)} \kappa_{гр} d_2^2 \quad (d_1 > d_2).$$

Таким образом, минимальное значение $Q^{(e)}$ при $d_2 \neq 0$ может повыситься по сравнению со случаем $\kappa_{II}^{(e)} \kappa_{гр} d_2^2 N_{гр}^2 < N_{II}^2$, когда $Q_{\min}^{(e)} \approx \frac{N_{II}}{N_{гр}}$

В заключение отметим, что параметры токового слоя, при которых достигается минимальное значение добротности Q и максимальный активный импеданс Z , являются наиболее оптимальными, так как в этом случае обеспечивается достижение максимальной мощности и эффективности антенной системы.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ВОЗБУЖДЕНИЮ БМЗВ И НАГРЕВУ ПЛАЗМЫ

3.1. Антенные системы для нагрева плазмы быстрыми магнитозвуковыми волнами

Эксперименты по ИЦН плазмы в токамаках с возбуждением БВ проводятся по следующей схеме. ВЧ-энергия от источника (ВЧ-генератора) через фидерный тракт и согласующий элемент подводится к системе ввода (антенне). Антенны размещаются в области между границей плазменного шнура, формируемого обычно диафрагмой, и поверхностью вакуумной камеры. ВЧ-система включает в себя ряд специальных ВЧ диагностических систем (измерители проходящей мощности, датчики напряжений и токов и т.п.).

Наиболее важным элементом в системах ВЧ-нагрева плазмы в области ионной циклотронной частоты являются системы ввода ВЧ-энергии в плазму (антенны). Основными требованиями, предъявляемыми к таким системам, являются:

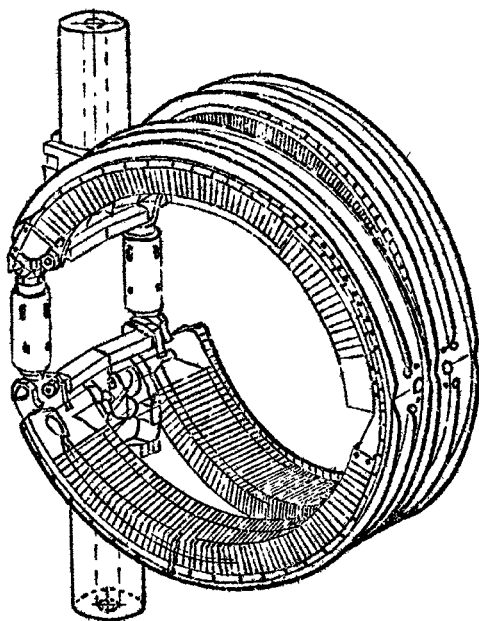
- а) обеспечение требуемой для возбуждения быстрой моды БМЗВ поляризации возбуждающего поля;
- б) создание определенного спектра по продольным волновым числам k_{\parallel} , удовлетворяющего ряду требований (оптимальный профиль энерговыведения в плазменном шнуре, уменьшение нежелательных периферийных эффектов и др.);
- в) достижение необходимых энергетических параметров (мощности, коэффициента полезного действия и др.);
- г) возможность размещения, как правило, в ограниченном объеме частотной перестройки и согласования с фидерным трактом и др.

В настоящее время наиболее широкое применение в экспериментах по ВЧ-нагреву плазмы в области ионного циклотронного резонанса нашли системы ввода токового типа. Такая система была использована уже в первых экспериментах по возбуждению ионных циклотронных волн в плазме [7]. В дальнейшем развитие подобных систем шло по пути улучшения энергетических характеристик и поиска конструктивных решений, позволяющих использовать их в условиях современного токамака.

Типичный пример такой системы представляет собой антенна, используемая в экспериментах на токамаке TFR [85].

(рис.14). Антенна выполнена в виде двух параллельно включенных токовых проводников, расположенных вблизи стенки вакуумной камеры. Со стороны плазмы проводники закрыты электростатическим экраном, позволяющим ослабить эффекты, связанные с возбуждением МВ на периферии плазменного шнура. Запитка токовых проводников осуществляется через два коаксиальных фидера, подключенных к двухшлейфной системе частотной настройки и согласования. Характерной особенностью этой антенной системы является ее размещение по отношению к плазме со стороны сильного магнитного поля, что позволяет вести эксперименты в режимах с использованием эффектов конверсии волны в области ион-ионного гибридного резонанса. Аналогичные по конструкции антенные системы в различных вариантах расположения (с внутренней либо с внешней стороны тора) использованы в экспериментах и на других токамаках (Т-4, PLT, DIVA и др.).

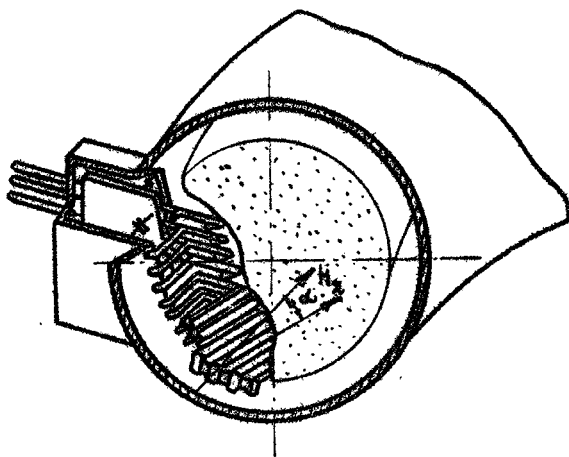
Характерной особенностью таких систем является их высокий импеданс. Это приводит к тому, что максимальная мощность, которая может быть введена в плазму через одну антенну, ограничена на уровне до 1 МВт. Поэтому уве-



Р и с. 14. Антенна для возбуждения ВВ на токамаке TFR [85]

личение уровня вводимой в плазму мощности достигается путем одновременного использования нескольких антенн. Так, в экспериментах на PLT [40] при использовании шести антенн введено около 3 МВт, в экспериментах на TFR [39] при использовании двух двойных антенн ~ 2,2 МВт.

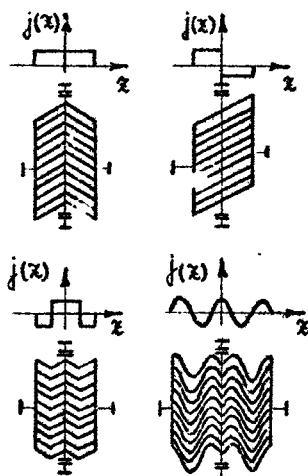
Одним из возможных решений проблемы улучшения энергетических параметров антенны является использование низкоимпедансных систем. В работе [86] предложена соответствующая антенна, используемая в настоящее время в экспериментах на токамаке T-10 [87,88]. Антенна (рис.15) представляет собой развитую токовую поверхность, выполненную в виде системы наклонных проводников. Хотя такая токовая поверхность создает комбинацию полей двух различных поляризаций, использование электростатического экрана приводит к тому, что в плазме возникает поле лишь одной поляризации как при использовании обычного широкого токового витка.



Р и с. 15. Низкоимпедансная антенна типа "елочка", используемая для возбуждения БВ на токамаке T-10 [86]

Для того, чтобы повысить эффективность электростатического экрана, в этой системе направление проводников экрана выбрано параллельным магнитным силовым линиям на границе шнура. Особенностью такой системы является также формирование спектров $j(K_{\parallel})$ возбуждающего тока при помощи изменения наклона проводников токовой поверх-

ности (рис.16) Расчет показывает, что антенное устройство в Т-10, имеющее излучающую поверхность $50 \times 70 \text{ см}^2$, позволит вводить в плазму энергию порядка 5 МВт (при испытаниях этой антенны достигнут уровень 2,2 МВт в течение короткого импульса около 1 мс). Различные модификации этой системы ("елочки") рассмотрены в работах [88,89].



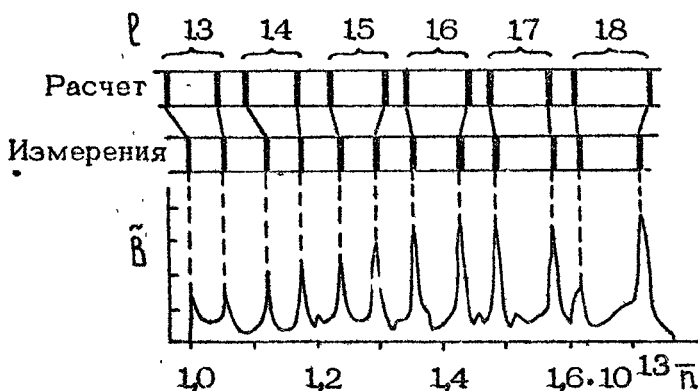
Р и с. 16. Схематическое изображение токовых поверхностей антенн типа "елочка" с различными спектральными характеристиками [88]

Необходимость создания антенных систем для токамаков следующего поколения с высокими энергетическими параметрами, например с мощностью, вводимой через одну антенну, порядка $\sim 15 \text{ МВт}$, а также удовлетворяющих дополнительным требованиям, предъявляемым к системам в условиях токамака-реактора, стимулировало поиск иных антенных систем. В последние годы предложен ряд новых систем ввода (волноводные системы [90], антенны с использованием диэлектриков с высоким значением диэлектрической проницаемости [91,92], резонаторные и шелевые системы [93,94] и т.п.).

3.2. Возбуждение собственных тороидальных колебаний

Возбуждение собственных магнитозвуковых колебаний тороидального плазменного резонатора было осуществлено на

токамаках ТО-1 [25] и ТМ-1-ВЧ [26] и позднее на других токамаках (ST, АТС, ТFR, PLT, Т-10 и др.). Появление такого резонанса фиксируется по увеличению магнитного поля волны на границе плазмы, а также величины вводимой в плазму мощности. В качестве примера на рис.17 показано поведение \tilde{B} при изменении средней плотности на токамаке ТFR [32,96] (расщепление резонансов обусловлено полоидальным магнитным полем).



Р и с. 17. Зависимость магнитного поля БМЗВ от средней плотности во время разряда в токамаке ТFR [32,96] (режим низкой плотности). Приведены также положения резонансов тороидальных мод, вычисленные с учетом полоидального магнитного поля в предположении постоянного по сечению профиля тока и параболического распределения плотности по радиусу шнура для моды $m=1$ при $q(a) = 4$

Поддержание резонанса позволяет значительно увеличить величину вводимой в плазму мощности. Этого можно достигнуть изменением частоты генератора. Линейное изменение частоты генератора с 70 до 75 МГц в течение 5 мс в экспериментах на токамаке ТFR [96] позволило увеличить время поддержания резонанса в 20 раз – с 0,1 мс до 2 мс. Поддержание резонанса тороидальных мод до 20 мс на участке, где $n(t)$ изменяется мало, было также достигнуто путем поддержания постоянной плотности с точностью до нескольких процентов за счет инъекции нейтрального газа [96]. Кроме того, на ТFR был выполнен эксперимент по поддер-

жанию резонанса тороидальных мод (до 5 мс вместо 0,2 мс) за счет изменения частоты генератора с использованием обратных связей [32]. Аналогичный эксперимент был также выполнен на токамаке PLT [97] (резонанс поддерживался в течение 200 мс).

Однако эти работы продолжены не были. Проблема слежения за модой в режимах с большой величиной вводимой в плазму мощности очень сложна: введение в плазму токамака ВЧ-мощности вызывает изменение плотности, соседние резонансы в больших машинах очень близки друг к другу и перекрываются даже при малом затухании, изменение частоты мощного генератора во времени — сложная техническая задача и т.д. Теоретическое исследование режимов ввода ВЧ-мощности, когда тороидальные резонансы перекрываются, показавшее, что в этих режимах может быть осуществлен эффективный ввод ВЧ-мощности в плазму, технические преимущества режимов, когда величина вводимой в плазму мощности (активный импульс антенны) мало чувствительна к изменению плотности, что существенно облегчает задачу согласования мощного генератора с нагрузкой, экспериментальная реализация режимов с перекрытием резонансов в 1976–78 гг. при вводе ВЧ-мощности в дейтериевую плазму с добавкой водорода и успешное осуществление нагрева плазмы в этих режимах сделали задачу поддержания резонансов тороидальных мод неактуальной.

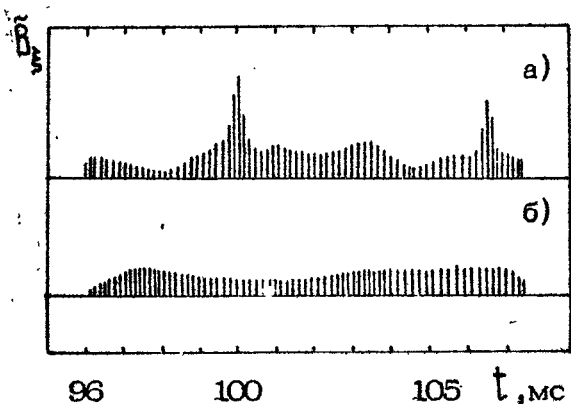
3.3. Возбуждение БМЗВ в токамаках в режимах с сильным затуханием

Сильное затухание БВ и нагрев частиц дейтериевой плазмы, содержащей небольшую добавку ионов водорода ($n_h \geq n_{tr1}$), были экспериментально продемонстрированы в 1976 г. на токамаках ТМ-1-ВЧ [31], Т-4 [30] и TFR [96, 33], а также, как стало ясно позднее, на АТС [98–100] и ST [71, 101, 102].

В экспериментах на токамаке ТМ-1-ВЧ [31] ($B_0 = 15$ кГс, $I_p = 16$ кА, $n_h/n_d \sim 1\%$) ВЧ-мощность ($f = 21$ МГц, $P \sim 1$ кВт) вводилась в плазму при помощи витка в условиях, когда поверхность циклотронного резонанса $\omega = \omega_{ch}$ проходила через центр плазменного шнура, наблюдались резонансы тороидальных мод (измерялись \tilde{b}_z и сопротивление нагрузки);

высота резонансов уменьшалась, а их ширина увеличивалась по сравнению со случаем, когда зона резонанса $\omega = \omega_{ch}$ находилась вне плазменного шнура.

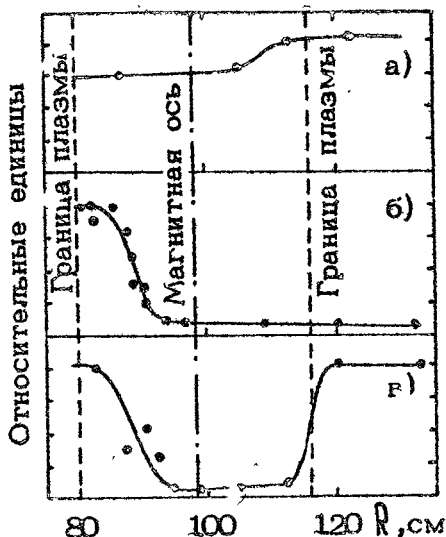
Независимость амплитуды БВ от плотности в режиме перекрытия наглядно демонстрирует рис.18 (резонансы, существующие при $B_0 = 38,5$ кГс, исчезают, когда магнитное поле увеличивается до значения $B_0 = 40,0$ кГс и область конверсии находится в центре плазмы) [33].



Р и с. 18. Зависимость амплитуды БВ в токамаке TFR от времени: а - $B_0 = 38,5$ кГс, б - $B_0 = 40,0$ кГс [33]

Появление сильного затухания БВ в дейтериевой плазме токамака TFR, связанное с наличием небольшой группы протонов, иллюстрирует рис.19 [33]. В водородной плазме затухание БВ мало (небольшое, около 30%, затухание, возможно, было связано с резонансом $\omega = 2\omega_{ch}$). В дейтериевой плазме, в которой имелась примесь водорода ($n_h/n_d \leq 20\%$) тороидальные моды возбуждались, когда поверхность резонанса $\omega = \omega_{ch} = 2\omega/cd$ находилась вне плазмы ($R \leq 86$ см и $R > 118$ см); амплитуда поля очень мала, когда зона резонанса находится внутри плазмы, 86 см $< R < 118$ см. Естественно связать эти эффекты с наличием конверсии БВ и МВ.

Роль зоны конверсии иллюстрируют наглядные эксперименты [18] на TFR в (d+h)-плазме: в условиях, когда зона конверсии находится в центре, внешняя область плазменного шнура образует как бы отдельный плазменный резонатор (см.рис.8), а область левее поверхности конверсии -

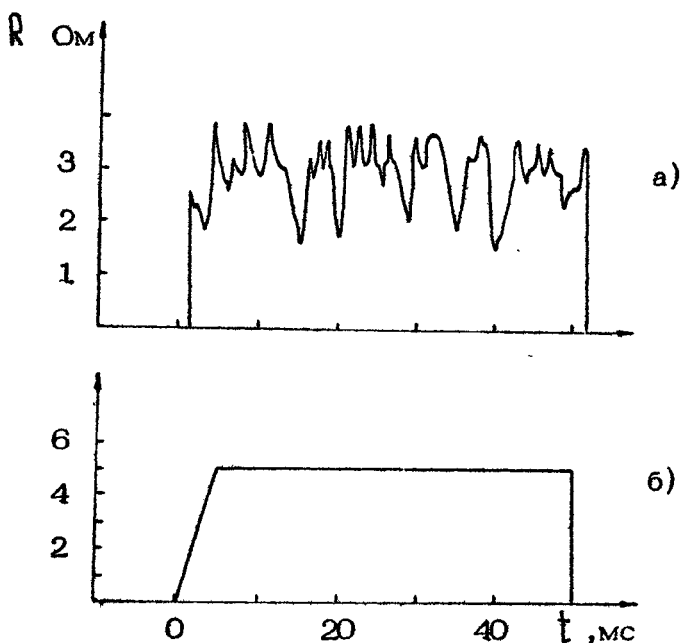


Р и с. 19. Зависимость максимального значения амплитуды БМЗВ от положения линии циклотронного резонанса а - $\omega = 2\omega_{ch}$ (водородная плазма); б - $\omega = \omega_{ch}$ (водородная плазма) и в - $\omega = 2\omega_{cd}$ (дейтериевая плазма) в опытах по возбуждению БМЗВ в установке TFR [33]

второй плазменный резонатор с сильно поглощающей границей (поверхностью конверсии). В этом случае возбуждение БВ с внешней стороны тора приводит к появлению резонансов тороидальных мод (рис.20, а), при возбуждении ЭВ с внутренней стороны тора сопротивление нагрузки не зависит от времени (рис.20, б) [18] (более подробно см. [103]).

Эффект конверсии БВ в МВ при возбуждении БВ как с внутренней, так и с внешней стороны тора в плазме токамака TFR был продемонстрирован в опытах [39, 104, 105] по когерентному рассеянию лазерного излучения (CO_2 - лазер, $\lambda = 10,6$ мк). Рис.21 показывает, что интенсивность МВ при удалении от точки конверсии увеличивается, а затем уменьшается, интенсивность БВ медленно убывает при удалении от точки отсечки.

Эти и другие эксперименты показывают, что появление сильного затухания за счет введения малой добавки водорода в дейтериевую плазму и появление конверсии БВ в МВ и циклотронного поглощения волн протонами приводит к реализации режима перекрытия резонансов тороидальных мод даже в установках с относительно небольшими размерами.

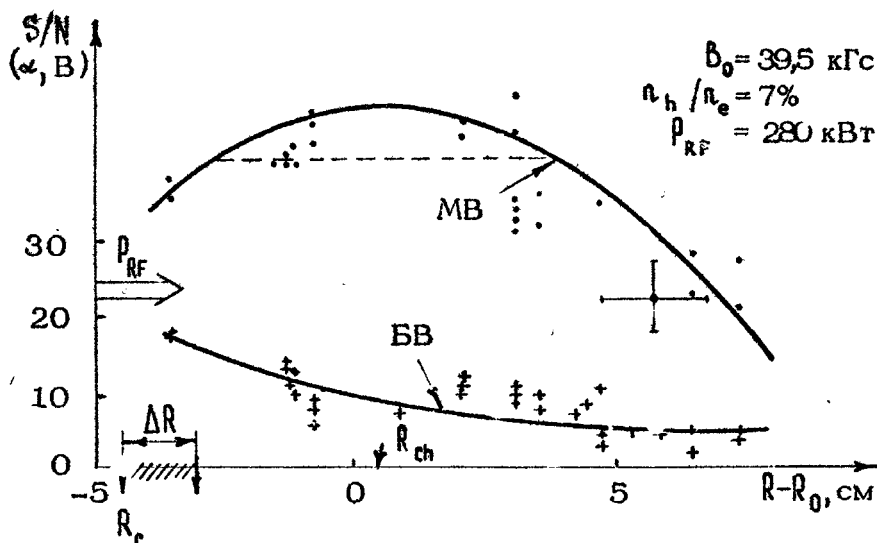


Р и с. 20. Сопротивление нагрузки как функция времени в экспериментах по ВЧ-нагреву на TFR [18] ($n_e(0) = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $n_h/n_d = 0,2$, $B_0 = 45 \text{ кГс}$, $f = 60 \text{ МГц}$) при вводе ВЧ-мощности: а - со стороны слабого магнитного поля, б - со стороны сильного магнитного поля

3.4. Образование высокоэнергетичных хвостов функции распределения ионов добавки.

Уже в первых экспериментах на токамаках ТМ-1-ВЧ [31] ТО-1 [30], TFR [32], АТС было показано, что поглощение энергии БВ в дейтериевой плазме с добавкой водорода сопровождается появлением высокоэнергетичных ионов (в [31] было установлено, что это протоны). Впоследствии этот эффект наблюдался во всех экспериментах по циклотронному резонансу на малой группе ионов добавки, в том числе при наличии эффекта конверсии БВ в МВ.

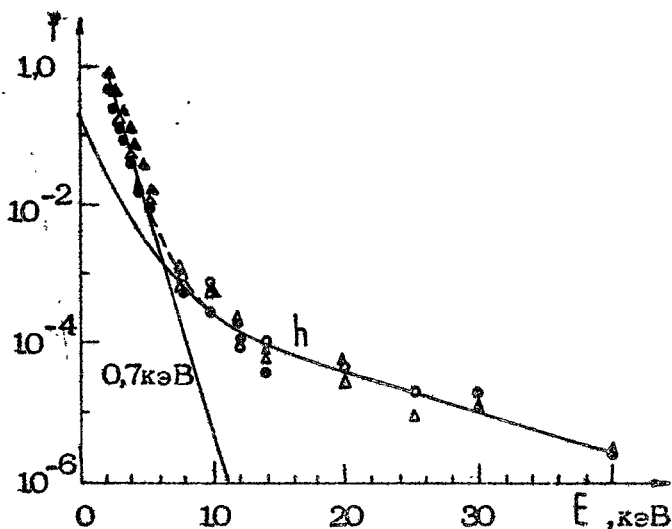
Было проведено сравнение измеренного энергетического распределения быстрых нейтральных атомов, образующихся в разряде вследствие перезарядки атомов рабочего газа при столкновениях с ионами горячей плазмы, с функцией распре-



Р и с. 21. Интенсивность рассеяния излучения CO_2 - лазера на колебаниях плотности плазмы, обусловленных БВ и МВ, в токамаке ТФР при возбуждении БВ с внутренней стороны тора в зависимости от расстояния от оси токамака $R-R_0$

деления, полученной из кинетического уравнения с учетом кулоновских столкновений ионов и квазилинейных эффектов взаимодействия резонансных ионов с БВ в условиях ИЦР [21]. Оказалось, что при подходящем подборе параметра $\langle \rho \rangle$ ($\langle \rho \rangle$ - ВЧ мощность, поглощаемая ионами в единице объема плазмы, этот параметр в экспериментах обычно известен только по порядку величины) имеет место хорошее совпадение. (Такое сравнение впервые было проведено в работе [71].).

Приведем в качестве примера экспериментально измеренные энергетические распределения ионов перезарядки, выходящих перпендикулярно и параллельно тороидальному магнитному полю в первых экспериментах на токамаке [34-36] (рис.22). Теоретическое распределение совпадает с измеренным, распределение изотропно до $\mathcal{E} = 40$ кэВ. Дейтоны имеют максвелловское распределение, свидетельствуя тем самым, что их нагрев обусловлен кулоновскими столкновениями с протонами. Такое сопоставление подтверждает правильность основных представлений о механизме нагрева плазмы БВ в условиях циклотронного резонанса на малой группе легких ионов.



Р и с. 22. Распределение по энергии водорода и дейтерия в направлении тороидального магнитного поля (\circ , Δ) и перпендикулярно ему (\bullet , \triangle) в первых экспериментах по ИЦН на PLT ($P = 60-70$ кВт, длительность ВЧ-импульса 70 мс, $n_e(0) = 1,5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $z_{ch} = 3$, $\Delta T_d = 140$ эВ). Теоретическая кривая построена при $\xi = 10,4$.

3.5. Эксперименты по ИЦН плазмы на токамаке TFR

Особенностью токамака TFR ($R = 98$ см, $a_p \leq 25$ см, $I_p \leq 600$ кА) являются высокие значения тороидального магнитного поля $B_0 \leq 60$ кГс и плотности плазмы $n_e(0) \sim 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$. После обнаружения в 1976 г. сильного затухания БВ в дейтериевой плазме с примесью водорода на этой установке была выполнена обширная программа экспериментов по исследованию механизмов поглощения волн и нагреву плазмы.

Эксперименты по нагреву плазмы проводились в условиях конверсии БВ в МВ ($n_h \gg n_{ch}$), как при $n_h \ll n_d$, так и при $n_h \sim n_d$. Волны возбуждаются при помощи антенного устройства (см. рис. 14), генерирующего БВ в основном со стороны сильного магнитного поля. Высокочастотный источник имел суммарную мощность около 3 МВт, типичные значения частоты $f \sim 40$ МГц, магнитного поля $B_0 \sim 40$ кГс. В

этих экспериментах затухание волн было большим, резонансы тороидальных мод перекрывались. Величина вводимой в плазму мощности была порядка 100 кВт в первых экспериментах [33], в экспериментах 1981 г. [106] при использовании двух антенных устройств достигла 2 МВт.

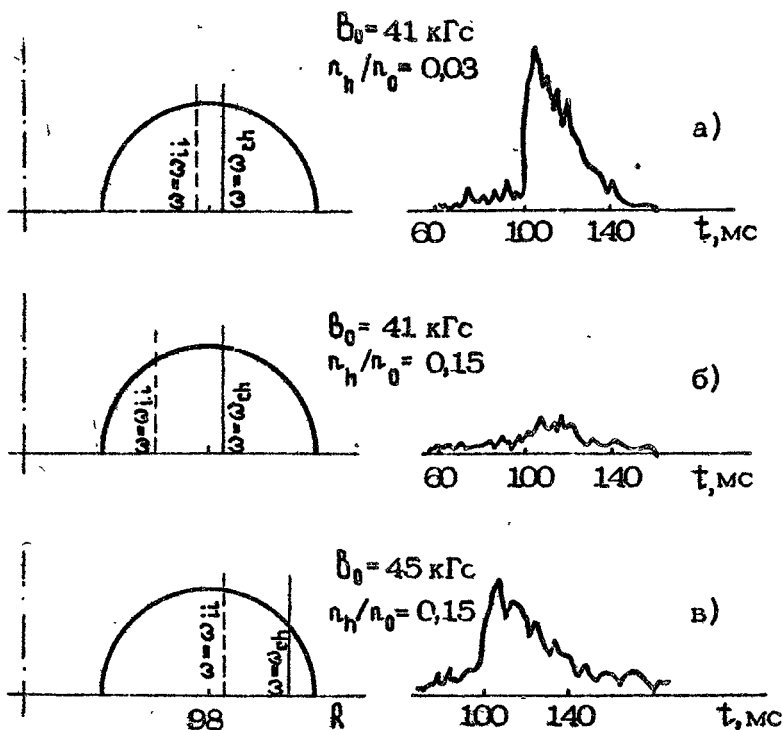
Температура дейтронов измерялась по методике перезарядки по нейтронному выходу и по доплеровскому уширению линий излучения высокоионизованных ионов примесей. Температура электронов — по мягкому рентгеновскому излучению, циклотронному излучению на второй гармонике и томсоновскому рассеянию.

Основной результат этих экспериментов — доказательство определяющей роли конверсии БВ в МВ в механизме поглощения ВЧ-мощности и самоосуществление эксперимента на мегаваттном уровне вводимой в плазму мощности.

Положение поверхности $N_n^2 = \epsilon_1$ определяется двумя параметрами — отношением n_h/n_d и ω/ω_{ch} . Эксперименты [32,33,37], в которых измерялся временной ход нейтронного выхода для различных значений n_h/n_d и ω/ω_{ch} при одинаковом уровне вводимой в плазму ВЧ-мощности (рис.2.3), подтверждают, что поглощение БВ связано с ее конверсией в МВ. Большой выход нейтронов наблюдается, если зона конверсии находится в центре плазмы как в случае малых $n_h/n_d \sim 3\%$, ($B_0 = 41$ кГс), когда зона ИЦР близка к зоне конверсии, так и при больших значениях $n_h/n_d \sim 0,15$ ($B_0 = 45$ кГс), когда зона ИЦР расположена на краю плазмы на внешней стороне тора. Нейтронный выход резко падает, когда зона конверсии смещается к краю плазмы, несмотря на то, что зона ИЦР находится в центре плазмы.

На рис.24,а показаны положения поверхностей конверсии для различных значений n_h/n_d (от 5% до 45%), когда поверхность $\omega = \omega_{ch}$ находится на расстоянии 14 см от оси камеры ($R_{ch} = 112$ см). На рис. 24,б изображена эффективность нагрева в зависимости от положения слоя конверсии в центральной плоскости, соответствующего значениям концентрации на рис.24,а при фиксированном значении $R_{ch} = 112$ см. Максимальный нагрев наблюдается, когда слой конверсии проходит через центр плазменного шнура.

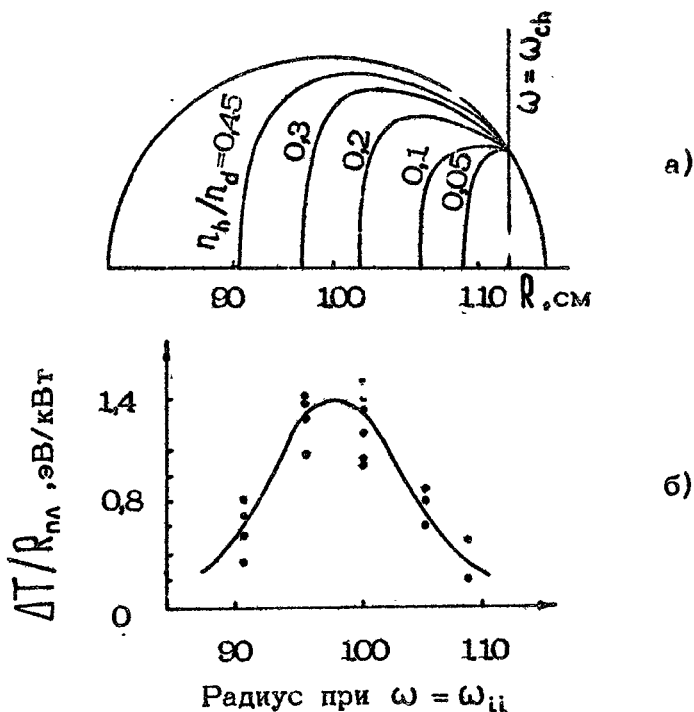
В первых экспериментах по нагреву плазмы на TFR [37] в режиме с высокой плотностью плазмы ($n_e(0) = 1,2-1,4 \times 10^{14}$ см⁻³, $B_0 = 41-42$ кГс, $I_p = 200$ кА, $z_{ef} \sim 1,8$, $f = 60-61$ МГц, $\tau_{ВЧ} \sim 30-50$ мс, $P \approx 350$ кВт, $T_e(0) = 1,2$ кэВ,



Р и с.23. Нейтронный выход как функция времени в опытах по ИЦН плазмы на токамаке TFTR [37] ($P=230$ кВт, $\tau_{ВЧ}=30$ мс). Плотность $n_e(0)$ во время ВЧ-импульса возрастает от $1,1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до $1,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

$T_i(0) = 650-700$ эВ) в случае небольшой добавки протонов ($\lesssim 5\%$) зона ИЦР отстояла на несколько сантиметров от центра камеры, зона конверсии волн проходила через центр. Было показано, что приращение температуры дейтронов в центре $\Delta T_d(0)$ линейно возрастает с увеличением вводимой в плазму мощности. Эффективность ИЦН можно характеризовать отношением приращения температуры ионов к вводимой в плазму ВЧ-мощности в пересчете на плотность плазмы 10^{13} см^{-3} . В опытах [33,37,32] эффективность нагрева по-рядка

$$\frac{\Delta T_d(0)}{\rho} \left(\frac{n}{10^{13} \text{ см}^{-3}} \right) \sim 5 \frac{\text{эВ}}{\text{кВт}}$$



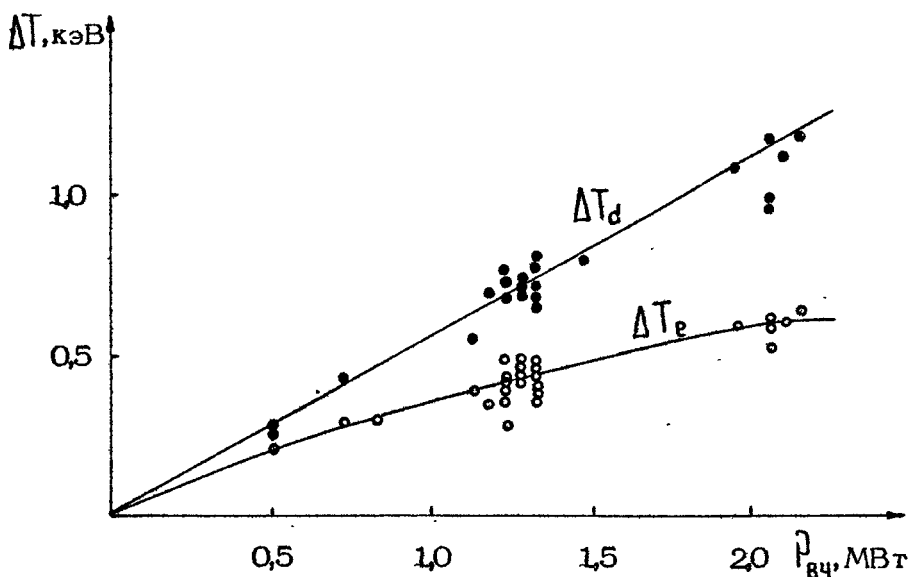
Р и с.24. Профиль линий конверсии $\epsilon_1 = N_{II}^2$ (а) и температуры дейтерия (б) для различных значений отношения n_h/n_d в опытах по ИЦН на токамаке TFR ($B_0 = 46$ кГс) [37]

абсолютное приращение температуры дейтронов $\Delta T_d(0) \sim 150 \text{эВ}$ при $P \approx 230$ кВт, приращение температуры электронов $\Delta T_e \sim 50$ эВ. В распределении протонов по энергиям наблюдались высокоэнергичные „хвосты“, в то время как в распределении дейтронов такие „хвосты“ отсутствовали. Приведенные результаты были получены, когда возбуждались моды либо с $m=0$, либо с $m = \pm 1$ (результаты отличаются незначительно).

Был исследован также режим с низкой плотностью плазмы ($n_e(0) \leq 5 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$, $B_0 = 41-42$ кГс, $I_p = 150$ кА, $\lambda_{ef} \sim 3,5$, $T_e(0) = 1,2$ кэВ, $T_i(0) = 450$ эВ, $f = 60-61$ МГц, $\tau_{B4} = 30-60$ мс, $P < 200$ кВт). В этом случае $\Delta T_d(0) \sim 150$ эВ и $\Delta T_e(0) \sim 80$ эВ, эффективность нагрева уменьшилась в два раза (что связано, по-видимому с уменьшением энергетического времени жизни плазмы).

В последующих работах с использованием двух пар полу-витков величина ВЧ-мощности была увеличена до 500 кВт

($n_e(0) \approx 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и получены приращения температуры $\Delta T_d(0) \approx \Delta T_e(0) \approx 200 \text{ эВ}$ [85,39,106], а затем до 2,2 МВт с рекордным приращением температуры $\Delta T_d(0) = 1,2 \text{ кэВ}$ ($n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $f = 60 \text{ МГц}$, $B_0 = 45 \text{ кГс}$, $\tau_{\text{ВЧ}} = 20 \text{ мс}$). Оптимальное значение концентрации протонов, при котором $\Delta T_d(0)$ максимально, $n_h/n_e \approx 20\%$. Приращение температуры дейтронов — линейная функция ВЧ-мощности вплоть до максимального значения 2,2 МВт (рис.25). Распределение дей-



Р и с.25. Зависимость приращения температуры дейтронов $\Delta T_d(0)$ и электронов $\Delta T_e(0)$ от подводимой генератором ВЧ-мощности в опытах по ИЦН на токамаке TFR [40] (вводимая в плазму мощность изменяется от 0,5 до 2,2 МВт, $n_e(0) = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $B_0 = 45 \text{ кГс}$, $f = 60 \text{ МГц}$)

тонов — максвелловское до энергии 15 кэВ, в распределении протонов в области $\epsilon > 5 \text{ кэВ}$ образуются хвосты, хотя средняя энергия протонов превышает энергию дейтронов не более чем на 15–20%.

Измерение $T_e(r)$ показывает, что с ростом ВЧ-мощности наблюдается тенденция к насыщению, что может быть связано с увеличением концентрации примесных ионов металлов. Абсолютное приращение температуры электронов $\Delta T_e(0) = 0,5 \text{ кэВ}$ при $P \sim 1,3 \text{ МВт}$ (наблюдалось увеличение $T_d(0)$ от 1 до 1,5 кэВ). Измерения скорости увеличения температуры элект-

тронов показывают, что прирост T_e во время ВЧ-импульса связан с непосредственным получением энергии от волны, а не от ионов за счет столкновений: при $P \sim 1$ МВт величина $dT_e/dt \approx 40$ кэВ/с превышает $dT_i/dt \approx 25$ кэВ/с, а измерения функции распределения электронов по циклотронному излучению свидетельствуют о появлении надтепловых электронов во время ВЧ-импульса. Оценки показывают, что 60% (0,8 МВт) ВЧ-мощности идет на нагрев плазмы, 20% теряется в линии передач и остающиеся 20%, необходимые для баланса энергии, не дающие вклада в β_p , можно приписать механизмам поглощения ВЧ-мощности вблизи стенок (на образование примесей и др.).

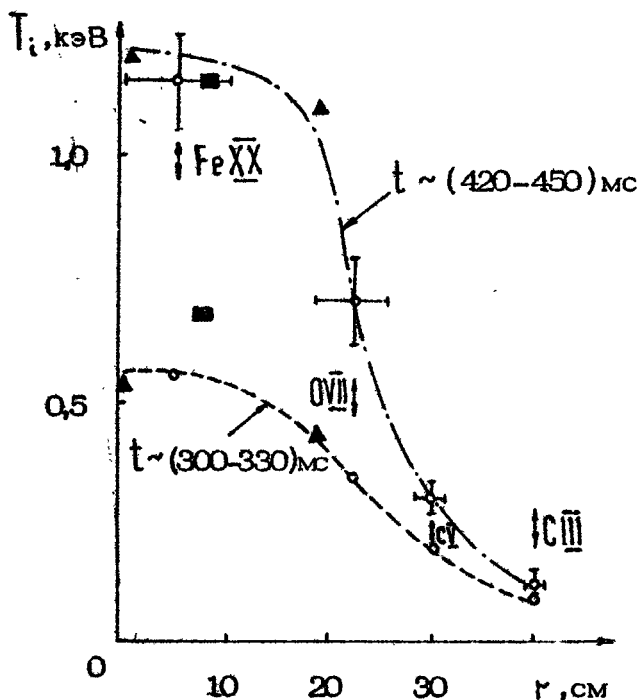
Был выполнен также эксперимент в случае, когда магнитное поле $B_0 = 49$ кГс достаточно велико, так что зона ИЦР для протонов находится вне плазмы, $R_{ch} = 122$ см ($f = 60$ МГц, $n_h/n_e = 0,3-0,4$, $\bar{n} = 1,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), а зона конверсии проходит через центр плазмы. При вводе ВЧ-мощности 1 МВт наблюдалось приращение температуры электронов от 1 до 1,7 кэВ при падении напряжения. Это означает, что ВЧ-мощность поглощается непосредственно электронами. Наблюдается также существенный нагрев дейтерия ($\Delta T_d(0) \approx 0,4$ кэВ), который естественнее всего связать со столкновениями с высокоионизованными ионами тяжелых примесей, для которых выполняется условие резонанса $\omega = 2\omega'_c$ (см. разделы 2.7 и 2.10).

3.6. Эксперименты по ИЦН на токамаке PLT

Эти эксперименты проводились в дейтериевой плазме в режиме малой добавки ионов водорода либо ионов гелия-3. Геометрические размеры PLT ($R = 120$ см, $a_p \approx 40$ см) несколько больше, а значения плотности и магнитного поля ($\bar{n} = (0,1-7,0) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $B_0 = 15-26$ кГс) более низкие, чем на TFR. Для возбуждения БВ используется антенна-полувиток, генерирующая моды с $m = 0 \pm 1$, или несколько (до шести) таких полувитков в опытах с высоким уровнем вводимой в плазму мощности.

В первых экспериментах [34-36, 107] ($B_0 = 17$ кГс, $I_p = 200$ кА, $T_e(0) = 1,4$ кэВ, $T_i(0) = 0,6$ кэВ, $\tau_E^e \sim 20$ мс, $\tau_E^i \sim 60$ мс, $\alpha_{ef} = 2-3$, $n_h/n_d = 5-10\%$, $\bar{n} = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) величина вводимой в плазму мощности ($f = 25$ МГц) была невелика (30-70 кВт в [34], 90-350 кВт в [35, 36]).

Введение ВЧ-мощности сопровождалось нагревом протонов с образованием высокоэнергичных хвостов, распределение дейтонов – максвелловское, температура дейтонов линейно возрастала при увеличении ВЧ-мощности. Типичное распределение температуры дейтерия по сечению шнура показано на рис.26. В [34-36, 107] приведены первые данные по ис-



Р и с.26. Радиальный профиль температуры дейтонов в первых опытах по ИЦН плазмы на PLT ($\beta \sim 350$ кВт) измеренный по выходу нейтронов (■), доплеровскому уширению (○) и по методике перезарядки (▲) [35]

пользованию в качестве резонансной добавки ионов гелия-3. В этом случае при заданной частоте ($f = 24,6$ МГц) магнитное поле в 1,5, а ток в плазме в 2,5 раза больше, что обеспечивает лучшее удержание плазмы. Обмен энергией между ионами дейтерия и гелия-3 происходит быстрее, чем между дейтонами и протонами, из-за меньшей разницы в массах и меньшего отрыва от температуры дейтонов, чем в случае водородной добавки. Кроме того, отсутствуют потери за счет резонансной перезарядки. Это приводит к тому, что

эффективность нагрева дейтронов при использовании в качестве резонансной добавки ${}^3\text{He}^{++}$ оказывается в два раза выше, чем в случае протонов:

$$\frac{\Delta T_d(0)}{P} \left(\frac{n}{10^{13} \text{ см}^{-3}} \right) \approx 3 \frac{\text{эВ}}{\text{кВт}} \text{ (для H)}, \quad \frac{\Delta T_d(0)}{P} \left(\frac{n}{10^{13} \text{ см}^{-3}} \right) \approx 6 \frac{\text{эВ}}{\text{кВт}} \text{ (для } {}^3\text{He}^{++})$$

В последующих экспериментах [108-110], в которых использовались два источника с частотами $f_1 = 24,6$ МГц и $f_2 = 42$ МГц, вводимая в плазму мощность была повышена до 650 кВт. При $P = 650$ кВт и $n = 2,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ приращение температуры дейтронов составило $\Delta T_d(0) = 1,2$ кэВ и $T_d(0) \approx 2$ кэВ при начальном значении $T_d(0) = 0,8$ кэВ. Наблюдался также существенный нагрев электронов.

В экспериментах с He_3 были проведены измерения с высокой точностью распределения по энергиям нейтронов, вылетающих из разряда в направлении тока, показавшие, что распределение дейтронов по энергиям является максвелловским в соответствии с измерениями по переразрядке. Измерения распределения ионов He_3 по методике переразрядки оказались невозможными из-за малого сечения переразрядки. Однако на образование высокоэнергетических ионов He_3 указывает реакция $d(\text{He}_3, p)\text{He}_4$, фиксированная с помощью двух методов. Первый — активация титанового образца высокоэнергетическими протонами (энергия активации 5 мэВ), фиксация ядер ванадия по реакции ${}^{48}\text{Ti}(p, n){}^{48}\text{V}$, второй — измерения излучения протонов с $E = 14,7$ мэВ, образующихся в реакции $d({}^3\text{He}_3, p){}^4\text{He}$.

В этих экспериментах впервые был осуществлен в чистых условиях (на водородной плазме) нагрев ионов при использовании резонанса $\omega = 2\omega_{ci}$. Эффективность нагрева оказывается примерно такой же, как и при резонансе $\omega = \omega_{ci}$ на малой добавке протонов в дейтериевой плазме:

$$\frac{\Delta T_h(0)}{P} \frac{n}{10^{13} \text{ см}^{-3}} \approx 3,5 \frac{\text{эВ}}{\text{кВт}}.$$

Наиболее впечатляющие результаты получены в последующей [38, 40, 111] серии экспериментов [38, 40, 111, 117]. Вводимая в плазму ВЧ-мощность была увеличена до 3 МВт ($f = 42$ МГц, шесть полувитковых антенн) и до 1,6 МВт ($f = 25$ МГц, четыре полувитка) [112]. Приведены также данные по ИЦН с одновременной инжекцией быстрых нейтральных атомов [40, 112].

Наибольшее значение $T_d(0)$ в режиме с малой добавкой He_3 было получено при $\nu_0 = 25$ кГц ($f = 25$ МГц): при введении ВЧ-мощности в плазму 1,3 МВт $T_d(0)$ возрастала от 0,8 до 2,8 кэВ при $\bar{n} = 3,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, при этом наблюдалось приращение температуры электронов $\Delta T_e(0) \approx 1$ кэВ.

Наибольшая мощность (3 МВт) была введена в водородную плазму при резонансе $\omega = 2\omega_{ch}$ ($f = 42$ МГц, $\nu_0 = 14$ кГц). Распределение протонов сильно отличается от максвелловского, при этом эффективная температура $T_{ef} = \frac{2}{3} \langle \epsilon \rangle$ по порядку величины равна 3,2 кэВ при средней плотности $\bar{n} = 3,5 \cdot 10^{13}$ [40].

3.7. Исследование ИИЧ на токамаках в Японии

Исследования ИИЧ в Японии были выполнены на токамаках DIVA [113-115], JET-2 [116-118], JIPP-T-II [119].

Особенностью экспериментов на небольшом токамаке с дивертором DIVA ($R = 60$ см, $a_p \sim 10$ см, $\bar{n} \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_e(0) \sim 300$ эВ, $T_i(0) \sim 200$ эВ, $I_p \sim 30$ кА, $\nu_0 = 12-20$ кГц) была высокая чистота плазмы, $z_{ef} \approx 1$. Это достигалось благодаря титановому геттерированию стенки камеры. ВЧ-мощность вводилась со стороны слабого поля В ($f = 25$ МГц, $\nu_0 = 16,4$ кГц) с помощью полупетлевой антенны с керамической защитой, изолированной от прямого контакта с плазмой двумя диафрагмами из молибдена. Отношение n_h/n_d изменялось от 2% до 40%. Наилучшие результаты по нагреву получены при $n_h/n_d \sim 9\%$. В режимах с $n_h/n_d \leq 5\%$ в спектрах перезарядки наблюдались высокоэнергичные хвосты с $T_{ef} \sim 1,7$ кэВ, при $n_h/n_d \sim 10\%$ хвосты исчезали.

Наиболее важный результат этих экспериментов: показано, что использование электростатического экрана а) повышает эффективность нагрева ионов $\Delta T_d(0) \bar{n} (10^{13}) / P$ в 2,3 раза и б) позволяет снизить температуру электронов на границе (этот эффект следует объяснить тем, что МВ нагревают периферийные электроны, при наличии экрана МВ не возбуждаются). Мощность ВЧ-нагрева в 10 раз превышала мощность омического нагрева.

Высокая чистота плазмы обеспечила высокую эффективность нагрева на этой установке: 80% вводимой в разряд

ВЧ-мощности идет на нагрев ионов.

Эксперименты по ВЧ-нагреву $d+h$ -плазмы на токамаке JFT ($R = 90$ см, $a_p = 250$ см, $B_0 \leq 15$ кГс, $I_p \leq 160$ кА) проводились с целью выяснить механизм поглощения БВ и нагрева плазмы при возбуждении БВ с внутренней стороны тора за счет конверсии волн ($P \leq 600$ кВт, $f \approx 18$ МГц, $\tau_{ВЧ} \leq 50$ мс, антенна — два $1/4$ витка, запитываемых в фазе, расположены на расстоянии по большому азимуту 35 см). Введение ВЧ-мощности ~ 500 кВт позволило получить в режиме нагрева ионов ($n_h/n_d \leq 10\%$) и в режиме нагрева электронов ($n_h/n_d \sim 30\%$) приращение $\Delta T_d \sim 0,4$ кэВ (начальное значение $T_d(0) \approx 0,4$ кэВ) и $\Delta T_e(0) = 0,5$ кэВ (начальное значение $T_e(0) \approx 0,6$ кэВ) при $\bar{n} = 4,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При низкой концентрации $n_h/n_d \sim 3\%$ протоны имеют высокоэнергичные хвосты, при $n_h/n_d \sim 10\%$ эти хвосты исчезают. При высокой концентрации протонов $n_h/n_d \sim 30\%$ в распределении дейтронов появляются высокоэнергетичные частицы, что свидетельствует о нагреве дейтронов ВЧ-полем за счет резонанса $\omega = 2\omega_{cd}$, зона которого находится на краю плазмы.

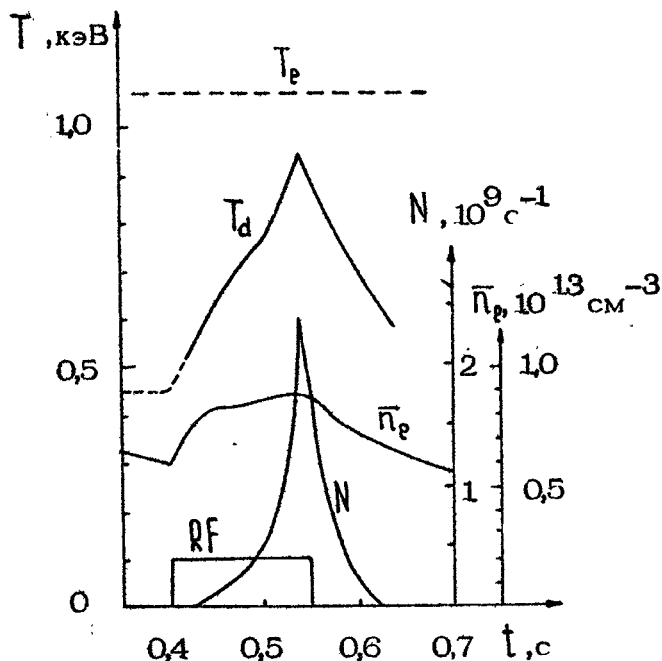
На стеллараторе-токамаке JFRP-T-II эксперименты по ИЦН проводились в режиме токамака ($R = 91$ см, $a = 17$ см, $B_0 = 27$ кГс, $\bar{n} = 2-5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $I_p = 90$ кА, мощность омического нагрева — 120 кВт) в дейтериевой плазме с примесью водорода (4% и 10%) либо гелия — 3 (10%). При нагреве с использованием 4%-ной добавки водорода вводилось до 260 кВт ВЧ-мощности, T_d возросла с 270 до 570 эВ, а температура электронов — от 0,78 до 1,05 кэВ. Однако увеличение вводимой мощности до 400 кВт не приводило к должному нагреву. При 10%-ной добавке эффективность нагрева была при $P > 100$ кВт ниже, чем при 5%-ной. В эксперименте с 10%-ной добавкой He_3^{++} эффективность нагрева была в два раза выше, чем в экспериментах на PLT

3.8 ИЦН на токамаке T-10

Начаты эксперименты по ВЧ-нагреву плазмы с использованием ИЦН на токамаке T-10 [87]. В этих экспериментах применена низкоимпедансная антенная система [88], расположенная со стороны слабого магнитного поля. Исследования системы ввода, проведенные в условиях рабочего импульса токамака, показали хорошую связь антенны с плазмой даже

в режимах с весьма низкой плотностью плазмы в разряде ($\bar{n}_e < 10^{13} \text{ см}^{-3}$). В процессе испытаний антенны в режимах с короткой длительностью ВЧ-импульса ($\tau \sim 1 \text{ мс}$) достигнут уровень мощности, вводимой в плазму, порядка 2,2 МВт.

Первые эксперименты по осуществлению ВЧ-нагрева плазмы проводились при следующих параметрах разряда: $\nu_t = 30 \text{ кГц}$, $I_p = 360 \text{ кА}$, $q = 2,5$, $a_p = 30 \text{ см}$, частота - 47,6 МГц, режим с добавкой водорода ($n_h/n_d \approx 0,12$), ВЧ-мощность - 100-250 кВт. На рис.27 показаны харак-



Р и с.27. Зависимость от времени плотности, нейтронного выхода и температуры дейтронов в экспериментах по ИЦН на токамаке Т-10 [87]

терные временные зависимости для режима с низкой плотностью в разряде ($\bar{n}_e < 10^{13} \text{ см}^{-3}$) при $P_{ВЧ} = 140 \text{ кВт}$. Отмечается существенный рост плотности ($\Delta n_e/n_e \sim 60\%$) во время ВЧ-импульса. За время ВЧ-импульса ($\tau = 150 \text{ мс}$) температура ионов не достигала стационарного значения ($\Delta T_d \approx 0,5 \text{ кэВ}$).

Первые эксперименты, проведенные на токамаке Т-10, показали, насколько важно состояние (чистота) поверхнос-

ти вакуумной камеры и антенны для эффективного нагрева плазмы с помощью ИЦР.

3.9. Циклотронный резонанс на тяжелых ионах добавки

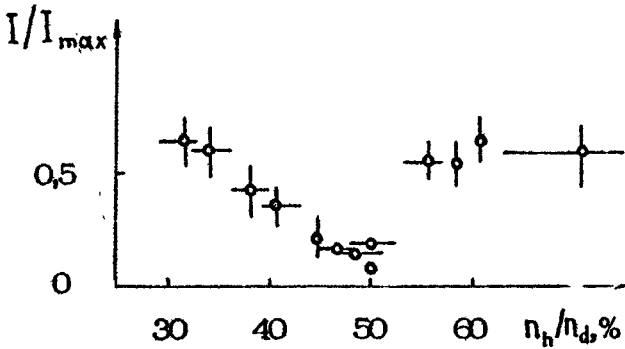
На токамаке PLT был выполнен эксперимент по нагреву водородной плазмы с малой добавкой дейтерия с использованием циклотронного резонанса для дейтронов [38]. Зона резонанса $\omega = \omega_{cd}$ находилась в центре плазменного шнура, всюду в разряде $\omega < \omega_{ch}$, возбуждение БВ осуществлялось с внешней стороны тора. Включение ВЧ-импульса приводило к увеличению нейтронного потока. При увеличении плотности дейтронов наблюдалось резкое падение нейтронов, что можно связать с появлением вблизи зоны $\omega = \omega_{cd}$ барьера непрозрачности при $n_d > n_{ch}$ (см.рис.6).

Нагрев водородной плазмы с добавкой (5-10%) дейтерия был осуществлен на стеллараторе-рейстреке "Ураган-2" ($a_p \leq 7$ см, $R = 110$ см, $B_0 \leq 15$ кГс) [120]. При резонансе $\omega \approx \omega_{cd}$ диамагнитный сигнал резко возрастал, причем его величина значительно превосходила соответствующее значение при $\omega = \omega_{ch}$ [120]. Использование для нагрева волны с большой амплитудой привело к нагреву как резонансного, так и нерезонансного компонентов, время нагрева нерезонансного компонента было примерно на два порядка меньше времени нагрева за счет кулоновских столкновений, более того, при резонансе на добавке дейтерия ($\leq 10\%$) температура ионов водорода была даже больше температуры дейтронов ($T_h \approx 1$ кэВ, $T_d \approx 0,7$ кэВ, $\bar{n}_e \sim 2 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $B_0 \approx 13$ кГс, время нагрева протонов ~ 40 мс). Амплитуда ВЧ-поля $B_{\perp} \sim 15$ Гс была достаточной для возбуждения пучковых и параметрических неустойчивостей, которые могли бы быть ответственными за наблюдаемый нагрев. В условиях с более высокой плотностью в "Урагане-2" была получена температура ионов [121] $T_{d1} \sim T_{h1} \sim 0,5-0,7$ кэВ.

Резонансы $\omega = \omega'_c, 2\omega'_c$ на тяжелых ионах примеси могут быть использованы для очистки плазмы: приобретая от ВЧ-поля большую поперечную энергию, ион примеси запирается на гофрах магнитного поля и выдрейфовывает из плазмы по вертикали [122-124]. Этот эффект может быть усилен, если использовать резонанс $\omega = 2\omega'_c$ на МВ после конверсии БВ

в МВ (см.раздел 2.7.).

Эксперименты по извлечению ионов A_{γ}^{XVI} из плазмы были осуществлены на токамаке TFTR [39] ($B_0 = 51$ кГс, $I = 60$ МГц, $P_{ВЧ} = 600$ кВт, $n_h/n_d \approx 0,3 \pm 0,7$, $n_{A_{\gamma}}/n_2 \sim 0,1\%$). Сильное уменьшение концентрации A_{γ}^{XVI} (до 15% от начального значения) наблюдалось при $n_h/n_d \sim 0,47$, когда слой конверсии и слой резонанса $\omega = 2\omega'_c$ были близки друг к другу (рис.28). Естественно связать этот эффект с силь-



Р и с.28. Зависимость отношения интенсивности излучения линии A_{γ}^{XVI} ($\lambda = 354\text{Å}$) при вводе ВЧ-мощности в плазму TFTR к его значению в отсутствие ввода ВЧ-мощности от отношения n_h/n_d . Положения зоны конверсии БВ и МВ и зоны резонанса $\omega = 2\omega'_c$ для ионов A_{γ}^{XVI} совпадают при $n_h/n_d \approx 0,47$ [39]

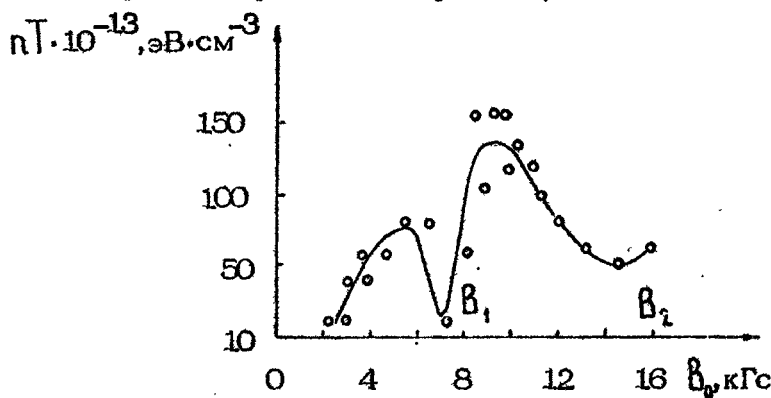
ным поглощением МВ ионами примеси, рассмотренным в разделе 2.7. Если $\rho \geq \rho_m$, то ионы примеси быстро набирают от ВЧ-поля энергию, уходя в "просвист", и, увеличивая свою поперечную энергию, покидают плазму.

Вероятно, что наблюдаемый сильный нагрев дейтерия ($\Delta T_d \sim 0,4$ кэВ при $T_{d,нач} \sim 0,7$ кэВ) на TFTR [39] в условиях, когда зона циклотронного резонанса для ионов водорода была вне плазмы, связан с поглощением МВ ионами тяжелых примесей. Дейтоны в этом случае нагреваются за счет столкновений с резонансными ионами примесей, наблюдаемый нагрев электронов ($T_e(0)$ возрастает от 1 до 1,7 кэВ) можно связать с черенковским поглощением МВ либо со столкновениями с горячими резонансными ионами примеси: если $\rho \geq \rho_m$, то значительная часть ионов может

уходить при $\omega = 2\omega'_c$ в "просист", такие ионы будут тормозиться за счет столкновений с электронами.

3.10. Эксперименты по нагреву плазмы медленными волнами

Первые эксперименты по нагреву плазмы с ионами двух сортов при $\omega_{c1} < \omega < \omega_{c2}$ были выполнены на стеллараторе-рейстреке "Сириус" [125] и тороидальной ловушке без вращательного преобразования "Омега" [126]. В опытах [125] для возбуждения МВ ВЧ-напряжение подавалось к разъему в металлической камере на прямом его участке ($f = 11,6$ МГц, $P \sim 60$ кВт, $B = 2-16$ кГс, $n \sim 10^{13} \text{см}^{-3}$, плазма состояла из протонов и ионов гелия, n_p/n_{He}). При возбуждении МВ температура повышалась до 100-150 эВ в тех случаях, когда частота была близка к частоте ион-ионного гибридного резонанса (рис.29).



Р и с.29. Зависимость диамагнитного сигнала от магнитного поля в экспериментах по нагреву плазмы в области ион-ионного гибридного резонанса медленными волнами на стеллараторе "Сириус" [126]

В опытах [126] волны с $|m|=1$ возбуждались в дейтериево-водородной плазме ($n \sim 10^{14} \text{см}^{-3}$, $B_0 = 2-8$ кГс, $f = 4$ МГц). Наблюдаемое увеличение диамагнитного сигнала также можно связать с ион-ионным резонансом; антенное устройство [126] возбуждало БВ, но из-за отсутствия электростатического экрана могло возбуждать и МВ.

Эффект возбуждения ионных циклотронных волн и нагрева плазмы этими волнами был продемонстрирован в опытах на тороидальной установке АСТ-1 [56-62] ($a_p < 10$ см, $R = 59$ см, $B_0 < 5,5$ кГс, $\bar{n} \lesssim 10^{11}$ см $^{-3}$, $T_e = 2,5$ эВ, $T_i = 1,5$ эВ). Волны с частотой $\omega \sim 10^8$ с $^{-1}$ возбуждались двумя электростатическими антеннами с внешней стороны тора. Плазма состояла из ионов H_1^+ (40%), H_2^+ , H_3^+ (20-25%). Волны детектировались ВЧ-зондами и по рассеянию лазерного излучения (CO_2 - лазер). Измерения k_{\perp} и k_{\parallel} показали хорошее совпадение с вычислениями по линейному уравнению. В экспериментах по нагреву использовался резонанс $\omega = 5\omega_{ci}$ для ионов H_3^+ . Максимум температуры соответствует максимуму поглощения, $\omega = 5,1\omega_{ci}$. Температура ионов линейно возрастала с ростом ВЧ-мощности до значения $T_i = 50$ эВ при $P \sim 10$ Вт (при этом никаких нелинейных эффектов не наблюдалось). Нагрев МВ рассматривается в [56-62] как весьма перспективный для токамак-реактора (см., однако, раздел 2.8).

3.1.1. Поступление примесей в разряд при ИЦН

Уже первые эксперименты по ВЧ-нагреву плазмы в токамаках и стеллараторах показали существенное повышение потока примесей в плазму по сравнению с омическим разрядом. Увеличение концентрации примесей в разряде во время ВЧ-импульса приводит к увеличению интенсивности излучения из разряда, охлаждению плазмы и даже к неустойчивости срыва. Эти негативные явления усиливаются при увеличении вводимой в плазму ВЧ-мощности. В случаях сильного загрязнения плазмы эффективность ВЧ-нагрева существенно снижается.

Развитие технологии подготовки стенок вакуумной камеры и антенн, использующей разнообразные и весьма длительные по времени методы тренировки, позволило бы в значительной мере ослабить эти эффекты. Однако проблема примесей остается не решенной до конца в настоящее время, особенно при вводе в плазму больших ВЧ-мощностей. Так, например, в силовых экспериментах на токамаке TFR при уровне мощности 2 МВт дальнейшее увеличение мощности ограничивалось из-за недопустимо большого потока тяжелых примесей в разряд, приводивших к неустойчивости

срыва [127]. Такие явления возникали и в других экспериментах даже при значительно меньших значениях ВЧ-мощности, вводимой в плазму.

В настоящее время не существует полной ясности в представлении о механизмах и источниках поступления примесей, а главное, не разработаны радикальные методы для их устранения. В этом отношении важную роль могут сыграть целенаправленные эксперименты по изучению указанной проблемы, например проводимые на токамаке TFR [127, 39]. Существует несколько предположений относительно механизмов поступления примесей, роль каждого из которых окончательно не ясна. К ним относится возможность распыления материала вакуумной камеры быстрыми частицами (ионами либо нейтронами), выходящими из плазмы за счет эффектов перезарядки либо в результате тороидального дрейфа замкнутых частиц ("бананов" или "супербананов"). Важную роль могут играть также высокоэнергичные тяжелые примесные ионы, возможность ускорения которых до весьма высоких энергий рассматривалась в разд. 2.10.

Существуют также экспериментальные данные, указывающие на значительный рост плотности и электронной температуры периферийной плазмы [127, 114].

Этот эффект приводит к росту энергии ионов, особенно тяжелых, ускоряемых в добавочном слое между плазмой и стенкой, что увеличивает интенсивность распыления материала стенки. В этом отношении является уникальным (ценным) эксперимент, проведенный на токамаке с дивертором. [113-115], где при ВЧ-нагреве не наблюдалось существенного увеличения поступления примесей в разряд, что, возможно, объясняется уменьшенной плотностью плазмы вблизи стенок вакуумной камеры. Следует отметить важную роль в процессах поступления примесей медленных волн, возбуждаемых в периферийных областях плазменного шнура. Нагрев периферийной плазмы МВ приводит к увеличению потенциала плазмы. В экспериментах на токамаке DIVA введение электростатического экрана заметно снизило температуру электронов на периферии плазмы [115]. Кроме того, возможно значительное увеличение постоянного потенциала в дебаевском слое, которое возникает при падении МВ на стенку камеры (когда магнитные силовые линии пересекают поверхность стенки) и может существенно превышать его "тепловое" значение ($\sim 3 T_e$). Этот эффект помимо усиления

распыления может привести к возникновению стационарных токов, а также к появлению стационарных азимутальных поперечных электрических полей, усиливающих вынос плазмы на стенку. С этой точки зрения важно устранить причины, вызывающие возбуждение медленных волн в периферийных областях (используя электростатические экраны с согласованным с направлением силовых линий магнитного поля расположением проводников; устраняя различные неоднородности в периферийных областях и др.).

Существенное уменьшение потока тяжелых примесей достигнуто в последние годы благодаря использованию в качестве материалов диафрагм, экранов антенн веществ с малым χ (углерод, карбид титана).

Однако для окончательного решения проблемы примесей в задаче ВЧ-нагрева требуются дальнейшие специальные исследования.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный обзор исследований по нагреву плазмы в токамаках быстрыми магнитозвуковыми волнами в области ионных циклотронных частот показывает, что имеющиеся в настоящее время представления о возбуждении, распространении, конверсии и поглощении этих волн и механизмах нагрева плазмы позволяют объяснить, в основном, наблюдаемый круг явлений.

В настоящее время для нагрева плазмы в токамаках успешно используются методы, основанные на возбуждении только ВВ, а именно:

1) циклотронный резонанс на ионах добавки (водорода или гелия -3 в дейтериевой плазме) в режимах $n' \geq n_{c4}$ (реже $n' < n_{c4}$) при возбуждении ВВ со стороны слабого магнитного поля, когда ВВ поглощается ионами добавки, а нагрев ионов основного газа осуществляется за счет столкновений с ионами добавки;

2) конверсия ВВ, возбуждаемой со стороны сильного магнитного поля, в МВ в плазме, содержащей ионы двух и более сортов ($d+h$, $d+He_3^{++}$ и др.) при $n' \gg n_{c4}$ в режимах малой добавки ($n' \ll n_e$) либо при сравнимых концентрациях ($n' \sim n_e$). В первом случае поглощение ВЧ-мощности может быть обусловлено циклотронным резо-

нансом на ионах примеси при резонансе $\omega = \omega_{ci}$, либо ионами тяжелых примесей при резонансе $\omega = 2\omega'_{ci}$ после конверсии БВ в МВ (этот эффект работает и при $n' \sim n_e$), нагрев ионов основного газа осуществляется за счет их столкновений с ионами резонансных примесей;

3) циклотронный резонанс $\omega = 2\omega_{ci}$ для ионов основного газа.

Наблюдаемый нагрев электронов может быть связан с черенковским поглощением БВ и МВ или с нагревом ионов (при повышении T_i , но $T_i < T_e$, электроны отдают ионам меньшую долю энергии, получаемой ими при омическом нагреве, а при $T_i > T_e$ нагрев электронов осуществляется за счет передачи энергии от ионов к электронам за счет столкновений), возможна также передача энергии электронам от высокоэнергетичных резонансных ионов тяжелых примесей.

Проведение на основе этих методов экспериментов с вводом в плазму ВЧ-мощности порядка 1-2 МВт позволило получить приращение температур ионов и электронов $\gg 1$ кэВ в плазме с высокой плотностью $(1 \div 10) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Такие эксперименты стали возможны только после тщательной разработки методов очистки поверхностей камеры и систем ввода; положительную роль в уменьшении концентрации тяжелых примесей в разряде играет также использование в качестве материалов для диафрагм и элементов электростатического экрана веществ с низким χ (углерода, карбида титана).

В дейтериево-тритиевой плазме эти методы и их вариации, связанные с наличием двух различных ионов основного газа, могут быть использованы для нагрева плазмы до температуры поджига в токамаке-реакторе. Кроме того, в токамаке-реакторе, который имеет большие геометрические размеры, можно использовать методы нагрева, основанные на очень слабых механизмах поглощения:

1) резонанс $\omega = \omega_{ci}$ для ионов основного газа для БВ, возбуждаемой со стороны слабого магнитного поля,

2) черенковское поглощение БВ электронами при $\omega > \omega_{ci}$. Эффект электронного черенковского поглощения усиливается за счет конверсии БВ в МВ в $(d+t)$ -плазме с примесью водорода или гелия-3, либо за счет конверсии при резонансе $\omega = 2\omega_{ci}$.

Основные представления о физике ИЦН подтверждаются результатами экспериментов в целом (изменением характеристик нагрева плазмы, особенностей возбуждения и погло-

шения волн при изменении концентрации ионов добавки, положения зоны циклотронного резонанса; видом энергетических распределений резонансных и нерезонансных ионов; результатам измерений волновых векторов и интенсивности колебаний БВ и МВ в области конверсии методом лазерного рассеяния и др.). Однако многие прямые измерения важнейших характеристик либо отсутствуют, либо их мало (измерения продольных волновых чисел возбуждаемых волн, их распределение в пространстве в плазме и в пристеночном слое, характеристики распределения различных компонентов плазмы по энергиям и др.). Особенно плохо исследованы явления в пристеночном слое и вблизи антенны, связанные с возбуждением, как БВ, так и, в особенности, МВ, и их влияние на поступление примесей в разряд.

Исследования по теории ИЦН плазмы тоже часто не учитывают ряда факторов, которые могут играть важную роль (неоднородный характер явлений конверсии, неприменимость в ряде случаев приближения геометрической оптики, учет при исследовании нагрева в кинетическом уравнении эффектов, приводящих к аномальной теплопроводности, и др.).

Не разработана теория распространения МВ и недостаточно выяснена роль нелинейных эффектов, связанных с БВ и МВ, в пристеночном слое.

Поэтому при дальнейшем развитии теории ИЦН представляется необходимым исследовать:

- 1) распространение, конверсию и затухание БМЗВ с учетом двумерной и трехмерной неоднородности плазмы в токамаке в области, где приближение геометрической оптики неприменимо,

- 2) распространение, конверсию и поглощение МВ и БВ в пристеночном слое с учетом нелинейных эффектов и взаимодействия плазмы со стенкой,

- 3) самосогласованную кинетическую модель нагрева плазмы БМЗВ с учетом стохастического ускорения частиц ВЧ-полями, столкновений и факторов, приводящих к аномальному переносу тепла и частиц.

Основные направления развития экспериментальных исследований в настоящее время следующие.

1. Повышение уровня вводимой в плазму мощности и исследование явлений переноса при ВЧ-нагреве.

2. Дальнейшее исследование физических явлений при ВЧ-нагреве (роли примесей и др.), характеристик нагрева

плазмы, распространения, конверсии и затухания волн, явлений вблизи антенны и пристеночном слое и др.

3. Подготовка к экспериментам на токамаках следующего поколения (JET, TETR, TOR SUPRA и др.) с введением в плазму 5-15 МВт ВЧ-мощности от одного модуля, в частности разработка антенных устройств для таких модулей.

Несмотря на выдающиеся успехи в применении методов нагрева плазмы БМЗВ в области ИЦР, нельзя считать, что эти методы уже сегодня можно использовать в реакторетокмаке. Однако физические и технические трудности на этом пути сегодня не кажутся непреодолимыми.

Л и т е р а т у р а

1. Лонгинов А.В., Степанов К.Н. Препринт-72-1,2. Харьков: ХФТИ, 1972; Grigor'eva L.I., Longinov A.V., Pjatak A.I. - In: Proc. 4th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr.Nucl. Fusion Research, Vienna, 1971, v.3, p.573.
2. Takahashi H. - J. Phys., Colloque N6, Suppl. anN12, 1977, Tome-3B, p.С6-171.
3. Аликаев В.В. - Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы, 1981, т.1, ч.2, с.80.
4. Шафранов В.Д. - В кн.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. М.: Изд-во АН СССР, 1958, т.4, с.426; Сагдеев Р.З., Шафранов В.Д. - Там же, с.430.
5. Stix T.H. - Phys.Fluids, 1958, v.1, N4, p.308.
6. Насаров Н.И., Ермаков А.И., Толоч В.Т. - ЖТФ, 1966, т.36, №4, с.612; в кн.: Физика плазмы и управляемого термоядерного синтеза: Высокочастотные свойства плазмы. Киев: Наукова думка, 1965, с.5, 10.
7. Швец О.М., Тарасенко В.Ф., Овчинников С.С. и др. - ЖТФ, 1966, т.36, №3, с.443.
8. Rothman M.A., Sicclair R.M., Brown I.G., Hosen J.C. - Phys.Fluids, 1969, v.12, N11, p.2211.
9. Dikij A.G., Kalinichenko S.S., Kalmikov A.A. e.a. - Plasma Physics, 1976, v.18, N8, p.577.
10. Завойский Е.К. - Атомная энергия, 1963, т.14, №1, с.57.
11. Арефьев В.И., Кован И.А., Рудаков Л.И. - Письма в ЖЭТФ, 1968, т.7, №8, с.286.

12. Григорьева Л.И., Смердов Б.И., Чечкин В.В. – *Вопр. атомной науки и техники. Сер. Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций*, 1976, №1(5), с.85.
13. Мухоматов В.С. – *Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы*, 1980, т.1, ч.1, с.6.
14. Мирнов С. *Физические процессы в плазме токамака*. М.: Энергия, 1983.
15. Степанов К.Н. – *ЖЭТФ*, 1960, т.38, №1, с.265.
16. Adam J., Samain A. Report EUR-CEA-FC - 579, Fontenay - aux Roses, 1971, p.29.
17. Долгополов В.В., Степанов К.Н. – *Nucl. Fusion*, 1965, т.5, №4, с.276.
18. Лонгинов А.В. А.с.№342560. – *Опубл. в Б.И.*, 1975, №5.
19. Клима Р., Лонгинов А.В., Степанов К.Н. – *ЖТФ*, 1976, т.46, №4, с.704.
20. Adam J. Report EUR - CEA - FC - 711, Fontenay - aux - Roses, 1973.
21. Stix T.H. – *Nucl. Fusion*, 1975, v.15, N5, p.737.
22. Киценко А.Б., Клима Р., Лонгинов А.В. и др. – В кн.: *Советско-французский семинар по высокочастотным методам нагрева плазмы (17-21 июня 1974г.)*: Тез. докл. Л.: Наука, 1974, с.7.
23. Klima R., Longinov A.V., Stepanov K.N. – *Nucl. Fusion*, 1975, v.15, N6, p.1157.
24. Франк-Каменецкий Д.А. – *ЖЭТФ*, 1960, т.39, №3, с.669.
25. Иванов Н.В., Кован И.А., Лось Е.В. – *Письма в ЖЭТФ*, 1971, т.14, №4, с.212.
26. Вдовин В.Л., Зиновьев С.А., Иванов А.А. и др. – *Письма в ЖЭТФ*, 1971, т.14, №4, с.228.
27. Лонгинов А.В., Степанов К.Н., – *УФЖ*, 1978, т.23, №11, с.1909.
28. Longinov A.V., Stepanov K.N., Tsurikov V.A. – In: *Proc. 7th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research. Vienna, 1979, v.2, p.583.*
29. Alikaev V.V., Vdovin V.L., Lysenko S.E. e.a. – In: *1st Varena - Grenoble Symp., 1978, v.2, p.447.*
30. Иванов Н.В., Кован И.А., Соколов И.А. – *Письма в ЖЭТФ*; 1976, т.24, №6, с.349; / Buzankin V., Vershov V.A., Ivanov N.V. e.a. – In: *Proc. 6th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research,*

Vienna, 1977, v.3, p.61,

31. Вдовин В.Л., Рүзанов В.Д., Шапотковский Н.В. - Письма в ЖЭТФ, 1976, т.24, №7, с.410; Vdovin V.L., Shapotkovski N.V., Rusanov V.D. Theoretical and Experimental Aspects of Heating of Toroidal Plasmas (3rd Intern. Meeting, Grenoble, 1976, v.2, p.349.; Vdovih V.L., Shapotkovski N.V., Chesnokov A.V. - In : 8th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Prague, 1977, v.1, p.19.

32. TFR Group. - In : Theoretical and Experimental Aspects of Heating of Toroidal Plasmas (3rd Intern. Meeting Grenoble, 1976), v.1, p.87.

33. TFR Group. - In : 1st Varenna-Grenoble Symp., 1978, v.2, p.207.

34. Hosea J., Bernabei S., Colestock P. e.a. Preprint PPPL-1554, Princeton, 1979.

35. Hwang D.O., Arunasalam V., Bernabei S. e.a. - In : 9th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Oxford, 1979, v.1, p.49.

36. Hosea J., Arunasalam V., Boyd D. e.a. - In : Course and Workshop on Phys. of Plasmas Close to Thermonuclear Conditions, Varenna, Italy, August, 1979.

37. TFR Group. - In : 9th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Oxford, 1979, v.2, p.355.

38. Hosea J., Boyd B., Bretz N. e.a. - In : Proc. 8th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion Research. Vienna, 1981, v.2, p.95.

39. TFR Group. - In: Proc. 9th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research. Vienna, 1982, v.2, p.15.

40. Hwang P.A., Bitter M., Cavallo A. e.a. - In: Proc. 10th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research. Vienna, 1983, v.3, p.3.

41. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.

42. Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В. и др. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974.

43. Стикс Т.Х. Теория плазменных волн. М.: Атомиздат, 1965.

44. Ахиезер А.И., Лапшин В.И., Степанов К.Н. - ЖЭТФ, 1976, т.70, №1, с.81.

45. Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В. и др. Коллективные колебания в плазме. М.: Атомиздат, 1964.
46. Perkins F. - Nucl. Fusion, 1977, v.17, N6, p.1197.
47. Jacquinet J. - In : Proc. 3rd Topical Conf. on RF Plasma Heating, Pasadena, 1978, Paper D4; Jacquinet J., - In: 1st Varenna-Grenoble Symp., 1978, v.1, p.127; Jacquinet J., Lapierre Y. - In : 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.541.
48. Brambilla M., Ottiviani M. - In : 11th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Aachen, 1983, par.1, p.345.
49. Weynants R.R. - Phys.Rev.Lett., 1974, v.33, N2, p.78.
50. Swanson D.G., Ngan Y.C. - Phys.Rev.Lett., 1975, v.35, N8, p.517.
51. Scharer J.E. MacVey B.D., Mau T.K. - In : Theoretical and Experimental Aspects of Heating in Toroidal Plasmas. 3rd Intern. Meeting, Grenoble 1976, v.1, p.79.
52. Ngan Y.C., Swanson D.G. - Phys. Fluids, 1977, v.20, N11, p.1920.
53. Swanson D.G. - Phys. Fluids, 1978, v.21, N6, p.926.
54. Греков Д.Л., Лонгинов А.В., Степанов К.Н. - УФЖ, 1981, т.26, №7, с.1024.
55. Swanson D.G. - Phys. Fluids, 1981, v.24, N11, p.2035.
56. Swanson D.G. - In : 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.1, p.285.
57. Puri S., - Phys. Fluids, 1979, v.22, N9, p.1716 In : Proc. 3rd Topical Conf. on RF Plasma Heating, Pasadena, 1978, Paper E3.
58. Коган В.И., Лисица В.С. - В кн.: Итоги науки и техники: Физика плазмы, 1983, т.4, с.194.
59. Puri S., Tutter M. - In : Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Waves and Instabilities in Plasmas (Innsbruck, 1975). Invited Papers, p.P1-R-54.; Puri S. - In : 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.587.
60. Ono M. Preprint PPPL - 1593, Princeton, 1979; Ono M., Wong K.L. Preprint PPPL-1670.

Princeton, 1980.

61. Ono M., Stix T.H., Wong K.L., Horton R. - In : 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.593.; Ono M., Stix T.H., Wong K.L. - In : Proc. 8th Intern Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research, Vienna, 1980, v.2, p.501.

62. Ono M., Wurden G.A., Wong K.L. Preprint PPPL-1981. Princeton, 1983.

63. Ono M., Wong K.L., Wurden G.A. Preprint PPPL-1905, Princeton, 1982; Wurden G.A., Ono M., Wong K.L. - Phys.Rev.A., 1982, v.26, N6, p.2297.

64. Ono M. - Phys.Fluids, 1982, v.25, N5, p.990; Ono M. Preprint PPPL - 1900, 1982.

65. Каладзе Т.Д., Пятак А.И., Степанов К.Н. - Физика плазмы, 1981, т.7, №5, с.983.

66. Каладзе Т.Д., Пятак А.И., Степанов К.Н. - УФЖ, 1983, т.28, №7, с.995.

67. Каладзе Т.Д., Михайловский А.Б. - Физика плазмы, 1975, т.1, №2, с.238.

68. Беликов В.С., Колесниченко Я.И., Михайловский А.Б., Яворский В.А. - Физика плазмы, 1977, т.3, №2, с.263.

69. Каладзе Т.Д., Пятак А.И., Степанов К.Н. - Физика плазмы, 1982, т.8, №4, с.825.

70. Brambillo M. - Phys.Lett., 1974, v.48A, N8, p.405.

71. Adam J., Chance M., Eubank H. e.a. - In : Proc. 5th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research, Vienna, 1974, v.1, p.65.

72. Vdovin V.L. - In : 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.555.

73. Иванов Н.В., Кован И.А., Соколов Ю.А. - Физика плазмы, 1978, т.4, №6, с.1211.

74. Post D., Hwong D., Mikkelsen D., Seidl F. Preprint PPPL - 1966, 1982.

75. Stix T.H. - In : 3rd Symp. on Plasma Heating in Toroidal Devices, Ed. Compositor, Bologna, 1976 p.156.

76. Adam J. Report EUR - CEA-FC - 1004, 1979; Adam J., Jacquino J., Kuus H. Report EUR - CEA-FC - 1065, 1980; Theilhaber K., Jacquino J. Report EUR - CEA - FC - 1166, 1982.

77. Messiaen A., Weynants R. - In : 3rd Varen-

na - Grenoble Symp., 1982, v.3, p.1107.

78. Вдовин В.Л. Препринт ИАЭ-3728/8, 1983.

79. Weynants R.R., Messiaen A.M., Leiblud C., Vand nplas P.E. - In : 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.487.

80. Lopierre Y. - Ibid, p.549.

81. Bhatnagar V.P., Faulconer D.W., Koch R., e.a. - In : 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.1, p.325.

82. Foulconer D.W. - Ibid, p.347.

83. JET - 2 Group. - Ibid, v.2, p.1099.

84. Стикс Т., Палладин Р. - В кн.: Тр. II Междунар. конф. по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958): Избр. докл. ин. ученых. Физика горячей плазмы и термоядерные реакции. М., 1959, с.242.

85. Equipe TFR. Report EUR - CEA - FC - 1046, 1980.

86. Лонгинов А.В. А.с. №762613. - Оpubл. в БИ, 1981, №19.

87. Longinov A.V., Arkotov I.M., Berezov D.V. e.a. - In : 10th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Moscow, 1981, v.2, p.162.

88. Лонгинов А.В., Коваленко В.И., Мирошниченко Г.А., Нижник Г.Я. - В кн.: 2-я Всесоюз. конф. по инж. проблемам термоядерных реакторов. Л., 1981, т.1, с.380.

89. Лонгинов А.В., Коваленко В.И., Нижник Г.Я. А.с. №824785. - Оpubл. в БИ, 1982, №38.

90. Perkins F.W. - In : Proc. 4th Topical Conf. on RF Plasma Heating, 1981, Austin, Paper B13.

91. Лонгинов А.В. А.с. №397139. - Оpubл. в БИ, 1975, №9; а.с. №434891. - Оpubл. в БИ, 1975, №41.

92. Лонгинов А.В., Степанов К.Н. А.с. №845743. - Оpubл. в БИ, 1982, №14.

93. Perkins F.W., Kluge R.F., Preprint PPPL - 2000, 1983.

94. Швец О.М., Калининченко С.С. - Физика плазмы, 1981, т.7, №3, с.485; Scharer J.E., Blackfield D.T., Beyer J. B. Mau T.K. Preprint ECE - 78 - 15, Modison, 1978.

95. Иванов Н.В., Кован И.А., Лось Е.В. - Атомная энергия, 1972, т.32, №5, с.389.

96. TFR Group. - In : Proc. 6th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research,

Vienna, 1976, v.3, p.39.

97. Colestock P.L., Hosea J.C., Jobes F.C. e.a.
- In : 1st Varenna-Grenoble Symp., 1978, v.2, p.217.

98. Tokahashi H. Preprint. PPPL - 1374, 1977;
PPPL - 1545, Princeton, 1979.

99. Greenough N., Pooloni F.J., Tokahashi H. -
Bull.Amer.Phys.Soc., 1976, v.21, N9, p.1157.

100. Tokahashi H., Daughney C.C., Ellis R. e.a.
- Phys.Rev.Lett., 1977, v.39, N1, p.31.

101. Hook W.H., Hosea J.C. - In : 5th Europ.Conf.
on Contr. Fusion and Plasma Physics. Grenoble,
1972, v.1, p.107.

102. Hooke W., Hosea J.C. - Phys.Rev.Lett., 1973,
v.31, N3, p.150.

103. TFR Group. - In : Proc. 4th Topical Conf.
on Plasma Heating, Austin, 1981, Paper A12-1.

104. TFR Group, Truc A. - In : 11th Europ.Conf.
on Contr. Fusion and Plasma Phys. Aachen, 1983,
Par.1, p.367.

105. TFR Group, Truc A., Gresillior D. - Nucl.
Fusion, 1982, v.22, N12, p.1577.

106. Equipe TFR. Report EUR-CEA-FC-1108,
Fontenay-aux-Roses. France, 1981; Plasma Phys.,
1982, v.24, N6, p.615.

107. Furth H.P. - In : 9th Europ.Conf. on Contr.
Fusion and Plasma Phys. Oxford, 1979, v.2, p.309.

108. Hwang D.Q. e.a. - In : Joint Conf. of 4th Kiev
Intern. Conf. on Plasma Theory. Nagoya, Japan, 1982.

109. Colestock P.L., Davis S.L., Hosea J.C. e.a.
- In : 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.44.

110. Colestock P.L., Barnes C., Bitter M. e.a. -
In : Proc. 4th Topical Conf. on RF Plasma Heating.
Austin, 1981, Report A2-1.

111. Hosea J., Bretz N., Cavallo A. e.a. - In : 3rd
Varenna-Grenoble Symp. Grenoble, 1982, v.1, p.213.

112. Davis S.L., PDX and PLT Groups. Preprint
PPPL - 1928, Princeton, 1982.

113. Kimura H., Odajima K., Sengoku S. e.a. -
Nucl. Fusion, 1979, v.19, N11, p.1499.

114. Fujisawa N., Mori S. - In : 9th Europ. Conf.
on Contr. Fusion and Plasma Phys. Oxford, 1979,
p.2, p.227.

115. Kimura H., Odajima K., Lizuka S. e.a. - In : Proc. 8th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research, Vienna, 1981, v.2, p.105.

116. JFT - 2 Group. - In : 10th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Moscow, 1981, v.2, p.87.

117. JFT - 2 Group. - In : 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.1, p.259.

118. Kimura H., Matsumoto H., Odajima K. e.a. - In : Proc. 9th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research, Vienna, 1983, v.2, p.113.

119. Amano T., Fujita T., Homada Y. e.a. - Ibid, v.1, p.219.

120. Швец О.М., Калиниченко С.С. Лысойван.А.И. и др.- Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, №10, с.533.

121. Dikij A.G., Kalinichenko S.S., Lysojivan A.I. e. a. - In : Proc. 9th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research, Vienna, 1983, v.2, p.581.

122. TFR Group. - Nucl. Fusion, 1982, v.22, N7, p.956.

123. Dei-Cas R., Samain A. - In : Proc. 5th Intern. Conf. on Nucl. Fusion Research. Vienna, 1975, v.1, p.563.

124. Dei-Cas R., Requin G., Samain A. - J. of Nucl. Materials, 1978, v.76-77, p.542.

125. Бурченко П.Я., Волков Е.Д., Крамской Е.Д. и др.- Письма в ЖЭТФ, 1972, т.15, №5, с.250.

126. Тарсенко В.Ф., Овчинников С.С., Калиниченко С.С. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1972, т.16, №3, с.165; Tarasenko V.F., Ovchinnikov S.S., Kalinichenko S.S. e.a. - In: 5th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Grenoble, 1972, v.1, p.112.

127. Equipe TFR. - In : Proc. 5th Topical Conf. on RF Plasma Heating. Wisconsin-Madison, 1983; Equipe TFR. - In : 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.3, p.1177.

АЛЬФВЕНОВСКИЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ И ГЕНЕРАЦИЯ ТОКОВ УВЛЕЧЕНИЯ

А.Г.Елфимов, А.Г.Киров, В.П.Сидоров

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в термоядерных установках для нагрева плазмы успешно используется электромагнитное излучение различных частотных диапазонов: электронно-циклотронного, нижнегибридного, ионно-циклотронного и альфвеновского.

Под альфвеновским диапазоном понимаются частоты Ω собственных колебаний плазмы $\omega_A(0) \approx \Omega < \omega_A(\alpha) < \omega_{ci}$, находящиеся вблизи МГД альфвеновской моды $\omega_A = k_{\parallel} c_A \frac{n B_z (1 + \bar{m}/nq)}{R \sqrt{4\pi \bar{m}_i n_e}(\gamma)}$ и расположенные ниже ионной циклотронной частоты ω_{ci} . Здесь R — большой радиус тора; B_z и B_{φ} — продольные и азимутальные компоненты стационарного магнитного поля; n_e — плотность электронов плазмы, \bar{m}_i — средняя масса ионов; n и m — продольное и азимутальное волновые числа; γ — текущий радиус плазмы; $q = r B_z / (R B_{\varphi})$ — параметр устойчивости.

В данной работе мы не будем рассматривать возбуждение и нагрев волнами вблизи ионно-циклотронной частоты, так как это является предметом специальных исследований.

Привлекательность альфвеновского диапазона частот для нагрева плазмы применительно к токамакам и стеллараторам в первую очередь связана с наличием мощных ВЧ-генераторов с единичной мощностью до 100 МВт, относительной про-

стотой возбуждающих систем: винтовой контур с $m = 1, 2$; $n = 2-6$, охватывающий весь тор или его часть, дает возможность нагревать плазму равномерно по всей длине тора и возбуждать монохроматические бегущие волны, что позволяет эффективно генерировать токи увлечения и влиять на перенос плазмы. Преимущества этого метода усиливаются при использовании ВЧ-нагрева в установках со сверхсильным магнитным полем до $B_z \leq 20$ Т и высокой плотностью плазмы до $n_e \leq 10^{16}$ см⁻³, так как повышенная частота электрон-ионных соударений ν_{ei} предотвращает квазилинейную релаксацию функции распределения электронов в сильных ВЧ-полях и способствует более быстрой передаче тепла от электронов к ионам, при этом диапазон используемых частот практически не изменяется.

Впервые эффективный нагрев плазмы в альфвеновском диапазоне частот был обнаружен в СФТИ на установке Р-0 в 1966 г. [1] и подробно исследован на этой установке [2, 3]. К настоящему времени проведены успешные эксперименты по нагреву плазмы в этом диапазоне частот на ряде других установок [4-9] и запущены токамаки ТСА [10], Pretex и Tokarole-2 [11-12], которые специально предназначены для исследования альфвеновского нагрева плазмы. Токи увлечения и изменение диффузии под воздействием ВЧ-поля в этом диапазоне частот были зафиксированы также на установке Р-0 [13].

Альфвеновские волны были открыты Х.Альфвенем [14] в рамках идеальной магнитной гидродинамики (МГД). В однородной плазме с нулевым давлением они объединяют два типа колебаний: волны сжатия, или быстрые магнитозвуковые (БМЗ) волны, и волны кручения, или собственно альфвеновские (А) волны ($\omega_A = k_{\parallel} c_A$). Эти волны иногда еще называют быстрыми альфвеновскими и медленными альфвеновскими. У волн кручения зависимость частоты от поперечного волнового вектора отсутствует (т.е. волна является вырожденной), и распределение амплитуды поля такой волны по радиусу цилиндра является неопределенным. Учет различных факторов, дополнительных к однородной МГД-модели (например, учет теплового движения), снимает такое вырождение, и дисперсия А-волн принимает вид $\omega_A = k_{\parallel} c_A [1 + \varepsilon \cdot f(k_{\perp}^2)]$. Здесь ε - малый параметр, а $f(k_{\perp}^2)$ - ограниченная функция попереч-

ного волнового вектора, вид которой зависит от модели плазмы. Поле таких волн для однородного цилиндрического плазменного шнура представимо в бесселевых функциях.

Переход от безграничной плазмы к ограниченной со ступенеобразным распределением плотности и однородным током приводит в этом диапазоне частот к новому типу колебаний — к поверхностным волнам [15-18] с дисперсией $\omega_k^2 = 2k_{||}^2 c_A^2 \cdot (1 - 1/(nq + m))$, которые являются продолжением неустойчивой шафрановской (kink) моды в устойчивую область. По своей структуре поверхностная волна является комбинацией А- и БМЗ-волн [18], причем А-волна скинируется на границе плазмы, а поле БМЗ-волны слабо меняется по радиусу (как r^{m-1} для $m \neq 0$ и $k_{||} a \ll 1$).

Задача возбуждения ВЧ-полей в однородном плазменном цилиндре радиуса a со ступенеобразным распределением плотности без продольного тока решалась в работах [17,18]. Здесь было показано, что при совпадении частоты тока в ВЧ-контуре с частотой поверхностной волны ($\omega_k^2 = 2k_{||}^2 c_A^2$) поля в плазме и вакууме обращались в бесконечность. Это условие было названо "винтовым" резонансом. При учете столкновительного затухания поглощение полей оставалось очень слабым и резонанс был высокочастотным. Поскольку поглощалось только поле А-волны, то нагрев плазмы был чисто поверхностным.

В плазме с током А-волна сильно изменяет дисперсию [19,20] и в пределе закрепленной границы А-волны переходят в колебания желобкового типа $\omega_{A,z}^2 = c_A^2 [k_{||}^2 - k_z^2 B_\phi^2 / (k_{||}^2 a^2 B_z^2)]$. Такие колебания являются слабо затухающими.

Как следовало из анализа однородной плазмы, поглощение А- и БМЗ-волн с $k_{||} \sim 1/a$ является слабым, а трудности возбуждения А-волн с $k_{||} a \gg 1$ в центре плазмы из-за сильного затухания на границе привели к тому, что альфвеновский диапазон частот длительное время не рассматривался как возможный претендент на "дополнительный" нагрев плазмы.

Неоднородность плазмы поперек постоянного магнитного поля существенно изменяет условия возбуждения ВЧ-полей в альфвеновском диапазоне частот [21-35]. Впервые на возможность существенного нагрева неоднородной плазмы А-волнами ($m=0$) было указано в работе [23]. Дело в том, что в области плазмы, где локальные частоты А- и БМЗ-волн близки, происходит взаимная трансформация этих волн. Такая ситуация возможна, когда $k_{||}$ достаточно мало. Тогда при

заданной частоте ВЧ-поля Ω в плазме существует точка трансформации $\chi = \chi_A$ (или точка "локального" резонанса [24], где $\Omega = k_{\parallel} c_A(\chi_A)$). Спектр частот, при которых в плазме существует хотя бы одна точка трансформации ($\omega_{A \min} \leq \Omega \leq \omega_{A \max}$), иногда называют "альфвеновским континуумом" [26], тем самым отделяя его от условий возбуждения А-волны желобкового типа [19,20]. Эффективность возбуждения А-волн в плазме за счет трансформации существенно выше, чем прямое возбуждение А-волн, и достигает максимума, когда частота поля близка к частоте поверхностной волны $\Omega \approx 2k_{\parallel}^2 c_A^2$. Родившаяся А-волна в "горячей" плазме ($c_A < v_{Te}$) распространяется вовнутрь, а в "холодной" ($c_A > v_{Te}$) - к границе плазмы, становится коротковолновой и эффективно поглощается электронами плазмы за счет загухания Ландау. Такую ситуацию можно использовать как для нагрева плазмы, так и для создания токов увлечения. Такие токи могут заменить омический ток и в принципе создать стационарную термоядерную ловушку [36], а также эффективно влиять на перенос частиц и энергии [13].

II. ВОЗБУЖДЕНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ ВЧ-ПОЛЕЙ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

1. Дисперсия волн в альфвеновском диапазоне частот

Дисперсионные свойства однородной плазмы были исследованы Степановым [37] на основании кинетического уравнения Власова. Эти свойства для А- и БМЗ-волн подробно изложим в монографиях [38,39]. Для плазмы, параметры которой удовлетворяют условию $\beta = 8\pi P/B^2 > m_e/m_i$, А-волны

имеют дисперсию $\omega_A = k_{\parallel} c_A [1 + k_{\perp}^2 \rho_i^2 (3/8 + T_e/2T_i)] + i(\gamma_{col} + \gamma_L + \gamma_{cx})$.

Здесь $\gamma_{col} = \nu_{ei} (m_e/2m_i) + (7/20) \nu_{ii} k_{\perp}^2 \rho_i^2$ - столкновительное

затухание, $\gamma_L = \sqrt{\pi/8} k_{\perp}^2 \rho_i^2 \frac{T_e}{T_i} \frac{\Omega^2}{(k_{\perp} v_{Te})}$ - затухание Ландау на электрозах, ρ_i - ларморовский радиус ионов основной плаз-

мы, $v_{T\alpha}$ - тепловая скорость частиц сорта α . В этом диапазоне другие типы затухания А-волн малы, за исключением циклотронного затухания ($\gamma_{CZ} = \frac{8}{\sqrt{3}} n_z/n_i$) на неполностью ионизованных примесях с плотностью n_z . Их циклотронная частота может быть малой по сравнению с циклотронной частотой основных ионов плазмы и совпадать с частотой А-волн ($\omega_{CZ} = \omega_A \ll \omega_{ci}$). Частота БМЗ-волны сильно зависит от поперечного волнового вектора ($\Omega = k c_A$), а затухание БМЗ-волн в этом диапазоне так же мало:

$$\gamma_{БМЗ} = \nu_{ei} \frac{m_e}{2m_i} + \sqrt{\pi/8} (v_{Te} \Omega / c_A) (k_{\perp}^2 / k_z k).$$

Влияние неоднородности плазмы поперек постоянного магнитного поля $B_z = B_0$ на возбуждение волн в А-диапазоне легко исследовать с помощью приближения геометрической оптики. Это приближение справедливо для плазмы с медленно изменяющимися параметрами по радиусу ($\rho_{ei}^{-1} \gg \frac{1}{n\alpha} \frac{dn\alpha}{dr}$, $\frac{1}{T\alpha} \frac{dT\alpha}{dr}$). При исследовании можно использовать тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ однородной плазмы [38, 39], в котором имеется явная зависимость равновесных параметров плазмы от радиуса

$$\begin{aligned} \epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_1 = 1 + \omega_{pi}^2 / (\omega_c^2 - \Omega^2); \quad \epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = i\epsilon_2 = i\epsilon \frac{\Omega}{\omega_{ci}}; \quad \epsilon_{13} = \epsilon_{31} = \epsilon_{23} = \epsilon_{32} = 0; \\ \epsilon_{33} = \epsilon_3 = 1 + \left[\frac{\omega_{pe}^2}{(k_z v_{Te})^2} \right] \left[1 + S_e Y(S_e) \right]; \quad S_e = \sqrt{2} k_z v_{Te}; \quad Y(S) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-s}^s \frac{\exp(-s_1^2)}{s-s_1} ds_1. \end{aligned} \quad (1)$$

В этом случае можно искать решения уравнений Максвелла

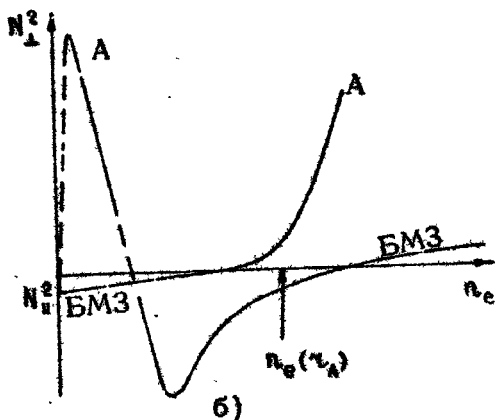
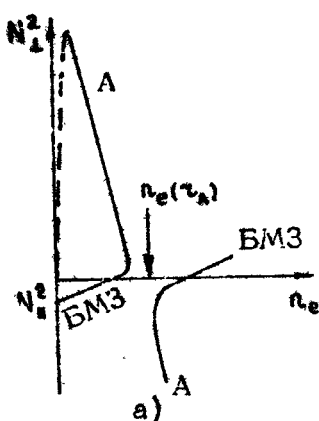
$$\text{rot rot } \vec{E} - \frac{\Omega^2}{c^2} \hat{\epsilon} \vec{E} = 0 \quad (2)$$

в виде бегущих волн с амплитудами пропорциональными $\exp i(k_z z + m\varphi - \Omega t)$ при заданных Ω , m и $k_z = 2\pi n/L$ (L - период возбуждающей системы). ВЧ-поля в плазме для цилиндрической геометрии будут выражены через функции Бесселя $J_m(k_{\perp} r)$. Дисперсионные свойства волн характеризуются величиной k_{\perp} , которая имеет смысл поперечного волнового числа. Уравнение для $N_{\perp}^2 = k_{\perp}^2 c^2 / \Omega^2$ будет таким [21,22]:

$$N_{\perp}^2 = \frac{1}{2\epsilon_1} \left\{ (\epsilon_1 + \epsilon_3)(\epsilon_1 - N_{\perp}^2) - \epsilon_2^2 \pm \sqrt{[(\epsilon_1 + \epsilon_2)(N_{\perp}^2 - \epsilon_1) + \epsilon_2^2]^2 - 4\epsilon_1 \epsilon_3 [(\epsilon_1 - N_{\perp}^2) - \epsilon_2^2]} \right\}. \quad (3)$$

Общий вид N_{\perp}^2 в зависимости от нарастающей плотности и температуры применительно к токамакам приведен на рис. 1, а, б.

На рис. 1, а показан случай "холодной" плазмы, когда фазовая скорость альфвеновских волн больше тепловой скорости



Р и с.1. Зависимости показателя преломления N_{\perp}^2 от плотности плазмы. В окрестности точки трансформации плазма: а - "холодная" ($C_A > v_{Te}$); б - "горячая" ($C_A < v_{Te}$).

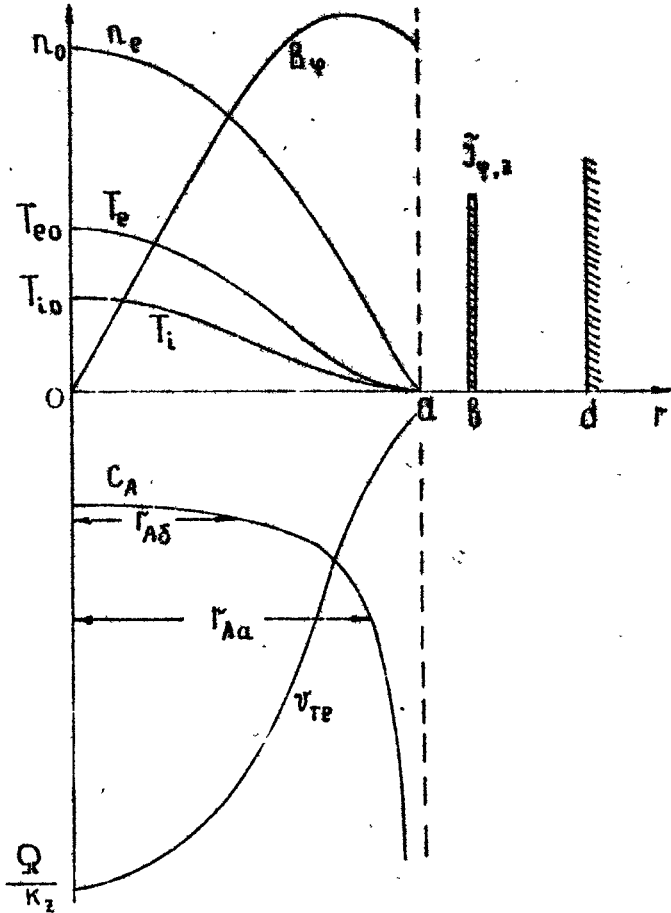
электронов ($C_A > v_{Te}$) в окрестности точки трансформации [21]. Каждому значению плотности, за исключением окрестности точки трансформации, соответствуют два значения N_{\perp}^2 . Большее значение относится к альфвеновской волне (которую в работе [22] называют медленной альфвеновской $k_{-A}^2 = \epsilon_3 / \epsilon_1 \times (\frac{\Omega^2}{c^2} \epsilon_1 - k_{\parallel}^2)$), а меньшее значение - быстрой магнитозвуковой ветви $k_{+БМЗ}^2 = \frac{\Omega^2}{c^2} \epsilon_1 - k_{\parallel}^2 - \epsilon_2^2 / (\frac{\Omega^2}{c^2} \epsilon_1 - k_{\parallel}^2)$.

Поскольку основным механизмом поглощения волн в этом диапазоне является затухание Ландау на электронах, что связано с мнимой частью ϵ_3 , то А-волны будут сильно затухающими при некотором отходе от точки трансформации. БМЗ-волны практически не затухают, поскольку для них величина поперечного волнового вектора мала ($k_{\perp} \ll k_{\parallel}$). В окрестности точки трансформации эти волны могут переходить (трансформироваться) друг в друга. А-волны могут распространяться только в области низкой плотности ($n_A < n < n_0$) и в центральную область плазмы, где плотность выше, чем в точке трансформации, эти волны не проникают.

Если возбуждать А-волну со стороны вакуума, то эта волна поглощается на границе плазмы. Если же возбуждать ее с помощью трансформации БМЗ-волны, то эта волна распро-

страняется в сторону границы, поглощается вблизи точки трансформации и не проникает в центральную часть плазменного шнура. Таким образом, в "холодной" плазме возбуждение ВЧ-полей в А-диапазоне частот приводит к периферийному нагреву плазмы.

Ситуация с возбуждением А-волны в "горячей" плазме меняется [22] (см.рис.1,б). Так как на границе плазма "холодная" ($c_A > v_{Te}$ - см.рис.2), то по-прежнему от грани-



Р и с. 2. Типичное распределение параметров плазмы токамака по радиусу и соответствующее им распределение альфвенорской $c_A(r)$ и тепловой скорости электронов $v_{Te}(r)$ (r_{Aa} и r_{Ab} указывают положения точки альфвенорского резонанса, которым соответствуют рис. 1,а и 1,б)

ны плазмы А-волну нельзя возбудить из-за ее сильного поглощения за счет столкновений (N_{\perp}^2 велико). Кроме того, при удалении от границы в точке r_T , где $\epsilon_A = v_{Te}$, $\text{Re} N_{\perp}^2$ меняет знак и становится отрицательной, т.е. у А-волны появляется область непрозрачности. Но если возбуждать А-волну за счет трансформации БМЗ-волны, то в таком случае родившаяся А-волна будет распространяться в сторону высокой плотности и поглощаться электронами на затухании Ландау.

2. Структура ВЧ-поля

Объяснение поведения ВЧ-поля в неоднородной плазме, сделанное в предыдущем разделе, страдает недостатками: во-первых, такое описание справедливо только для А-волн в приближении геометрической оптики ($k_{\perp A} a \gg 1$), и оно является неверным в окрестности точки трансформации, где $k_{\perp} = 0$; во-вторых, это описание не дает ответа на вопрос о количестве ВЧ-мощности, перешедшей из одной моды в другую в процессе трансформации.

Выяснение структуры ВЧ-поля в плазме в общем случае является громоздкой задачей, поэтому необходимы упрощающие предположения. Такими предположениями являются ли-

нейное стационарное приближение для амплитуд ВЧ-поля ($\tilde{E}_{r,\varphi,z} = E_{r,\varphi,z}(r) \exp i(k_z z + m\varphi - \Omega t)$) цилиндрического плазменного шнура и малость ионной температуры по сравнению с электронной ($T_e \gg T_i$). В таком случае тензор диэлектрической проницаемости принимает вид (1), а система уравнений (2) сводится к четырем обыкновенным дифференциальным уравнениям с комплексными коэффициентами. Анализ решений этой системы уравнений требует применения вычислительной техники [32,35].

Для того, чтобы было возможно аналитическое исследование, введем дополнительные упрощающие предположения. Пусть плазма имеет трапециевидальное распределение плотности ($n_e = n_0(a_1 - r)/(a_1 - r_1)$; $n_e = n_0$, $r < r_1$; $a_1 a \ll a - r_1 \ll a$) с малым скачком на границе $r = r_1$ [29,30,40], для того чтобы избежать нефизических особенностей в распределении полей на границе плазмы. Будем анализировать только такой случай, при котором точка трансформации расположена в об-

ласти сильной неоднородности ($r_1 < r < a$). Распределение температуры $T(r)$ радиусу может быть достаточно произвольным, но слабо изменяющимся $(a-r_1)(\alpha T_a / dr) \ll \alpha T_a$. Магнитное

поле предполагается однородным, а кручением силовых линий и тороидальными поправками пренебрегается ($nq \gg m$). Плазма окружена ВЧ-контуром с плотностью тока $J_{\varphi,z} = J_{\varphi,z} \delta(r-b) \exp i(k_z z + m\varphi - \Omega t)$ и идеально проводящей стенкой радиуса $d > b$ (рис.2).

Поскольку в исследуемом диапазоне частот для большинства термоядерных установок $\Omega^2 \ll k_z^2 c^2$, можно использовать квазистационарное приближение для нахождения полей в вакууме ($\vec{B} = \nabla \Phi$):

$$\tilde{\Phi} = \Phi [I_m(\alpha r) + \Psi K_m(\alpha r)] \exp i(k_z z + m\varphi - \Omega t); \quad \alpha = \sqrt{k_z^2 - (\Omega^2/c^2)}.$$

Граничные условия для вакуумных полей будут такими:

- 1) компоненты поля \tilde{B}_φ и \tilde{B}_r непрерывны на границе плазмы $r=a$;
- 2) на контуре ($r=b$) \tilde{B}_r непрерывно, а \tilde{B}_φ -компонента имеет скачок $[\tilde{B}_\varphi]' = 4\pi/c J_z \exp i(k_z z + m\varphi - \Omega t)$;
- 3) на проводящей стенке ($r=d$) $\tilde{B}_r = 0$.

Условия 2 и 3 однозначно определяют соотношения между константами Φ и Ψ для поля между контуром и плазмой:

$$\Phi = 4\pi i (k_z b^2 / mc) J_z K'_m(\alpha b) \left[\left(\frac{I'_m}{K'_m} \right)_{r=d} - \left(\frac{I'_m}{K'_m} \right)_{r=b} \right] / \left[\left(\frac{I'_m}{K'_m} \right)_{r=a} + \Psi \right].$$

Импеданс контура Z [26] можно определить через Φ , как

$$Z = m k_z \Omega b \Phi / c J_z (m^2 + \alpha^2 b^2) [I'_m(\alpha b) + \Psi K'_m(\alpha b)]. \quad (4)$$

Константа Ψ может быть найдена после решения плазменной задачи через \tilde{B}_r и \tilde{B}_φ -компоненты поля в плазме

$$\frac{I'_m(\alpha a) + \Psi K'_m(\alpha a)}{I_m(\alpha a) + \Psi K_m(\alpha a)} = \frac{im}{\alpha a} \left(\frac{\tilde{B}_r}{B_\varphi} \right)_{r=a} = \frac{m^2}{\alpha a} \left[\frac{E_\varphi}{\frac{d}{dr}(rE_\varphi)} \right]_{r=a-\Delta},$$

где $\Delta > c/\omega_{pe}$ - глубина скин-слоя. Для отыскания решений в неоднородной "горячей" плазме представим амплитуды ВЧ-поля в виде быстро (f) и медленно (S) меняющихся частот:

$$r E_\varphi = \xi_s + \xi_f J_m \left(\int_0^r k_{\perp A} dr' \right), \quad r < r_A;$$

$$\tau E_{\varphi} = \bar{\varepsilon}_s + \bar{\varepsilon}_f \bar{K}_m \left(i \int_{\tau}^{\tau_A} k_{1A} d\tau' \right), \quad \tau_A < \tau < a. \quad (5)$$

Это возможно, так как $k_{1A}^2 = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \left(\frac{\Omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - k_z^2 \right) \gg 1/a$ из-за $|\varepsilon_1/\varepsilon_3| = k_z^2 \rho_i^2 \frac{T_e}{T_i} \ll 1$ - для параметров токамаков.

Медленно меняющаяся часть удовлетворяет уравнению магнитной гидродинамики [26,30,40] при $k_z^2 a^2 \ll m^2$:

$$\frac{d}{d\tau} \left[\tau \left(\varepsilon_1 \frac{\Omega^2}{c^2} - k_z^2 \right) \frac{d}{d\tau} (\tau \bar{\varepsilon}_s) \right] - \bar{\varepsilon}_s \left(\varepsilon_1 \frac{\Omega^2}{c^2} - k_z^2 + \frac{\Omega^2}{c^2} m \tau \frac{d\varepsilon_2}{d\tau} \right) = 0. \quad (6)$$

Решение этого уравнения для $\Omega/\omega_{ci} \rightarrow 0$ имеет вид [24,29,40]

$$\tau \bar{\varepsilon}_s = A_0 \left[1 - \frac{m(\tau_A - \tau_1)}{\tau_A} \left(\ln \left| \frac{\tau_A - \tau}{\tau_A - \tau_1} \cdot \frac{\tau_1}{\tau} \right| + i \alpha \pi \right) \right], \quad \alpha = 0 \text{ при } \tau < \tau_A; \quad \alpha = 1 \text{ при } \tau > \tau_A. \quad (7)$$

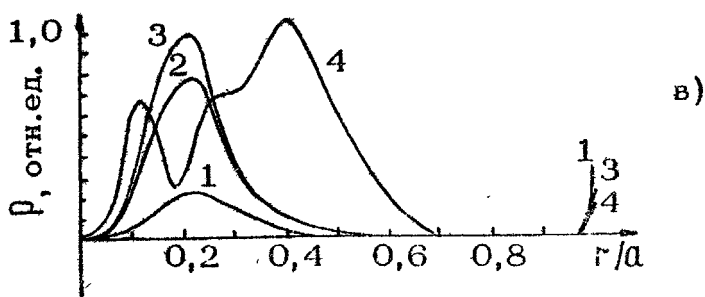
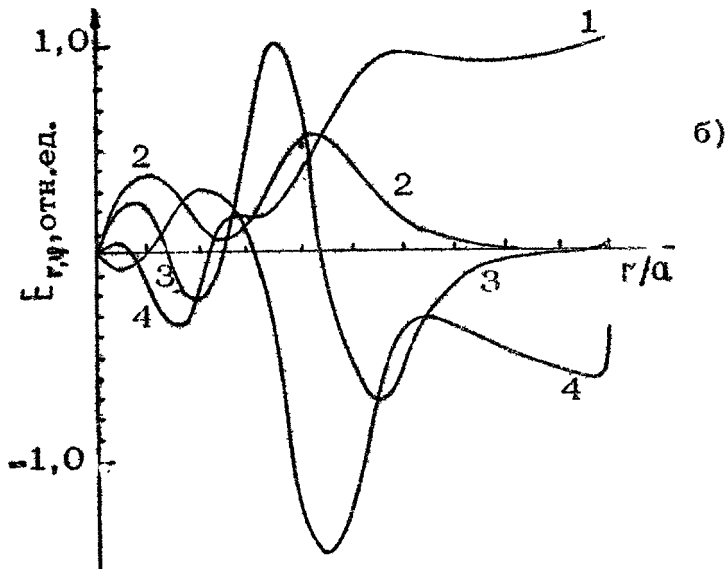
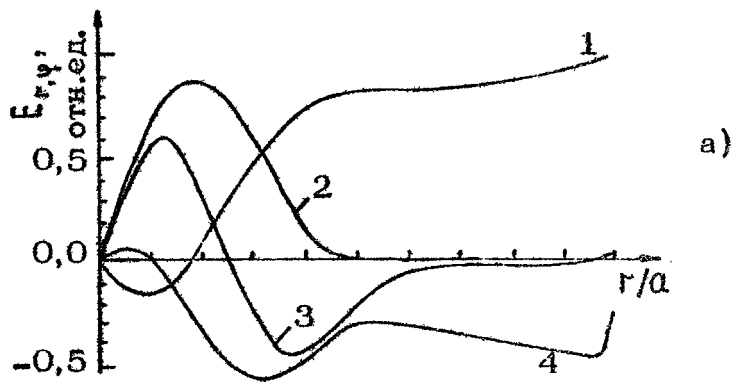
Такое приближенное решение в окрестности $\tau \approx \tau_A$ является расходящимся, так как геометрическая оптика здесь нарушается. Для отыскания вида полей в окрестности этой точки необходимо знать решение полной системы уравнений (1), которая при $|\alpha| = |\tau_A - \tau/\tau_A| \ll 1$ имеет вид уравнения Эйри с правой частью $\bar{\varepsilon}_s + \sigma^3 x \bar{\varepsilon}_r = A_1$ [23,25,28-30]. Здесь

$\sigma^3 = -(\varepsilon_3/\varepsilon_1) (\Omega^2/c^2) \tau_A^3 (d\varepsilon_1/d\tau)_{\tau=\tau_A}$. Анализ решений такого типа уравнений проведен в работе [41]. Если глубина поглощения L_A для А-волны достаточно мала, так чтобы $L_A < \tau_A$ (L_A определяется из условия $\text{Im} \left[\int_{\tau_A}^{\tau_A} k_{1A} d\tau' \right] = 1$), то вид решений для поля можно найти [29] пользуясь функциями $e_0(t), \bar{e}_0(t)$ [41] (которые являются решением уравнения $\bar{e}_0 + t e_0 = 1$):

$$E_r = D_1 A_1(\sigma x) + D_2 B_1(\sigma x) + \sigma A_1 e_0(\sigma x). \quad (8)$$

Сшивая решение (8) с решением (7) и (5) при $|\text{Im} \sigma x| \gg 1$ ($\text{Im} e_0(\sigma x) = 1/\text{Im}(\sigma x)$) найдем полное решение плазменной задачи.

E_r - компонента поля от границы плазмы увеличивается в $|\sigma(a - \tau_A)|$ раз, достигает максимума при $|\alpha| = 1/|\sigma|$, а при $x = 0$ проходит через 0. Если $|\text{Im} \sigma| \ll \text{Re} \sigma$, то после точки трансформации E_r - компонент имеет осциллирующий характер с глубиной затухания L_A . Такой характер поведения ВЧ-поля подтверждается как численными расчетами [32, 35] (рис.3), так и экспериментальными данными [3,8].



Р и с. 3. Распределение $E_{r,\varphi}$ -компонент ВЧ-поля (а, б) и $P = \frac{\sigma}{4\pi} \text{Im} \epsilon_3 |E_z|^2$ - плотности поглощаемой мощности (в) (при $m = 2, k_z a = 1, \omega_A(0)/\omega_{ci} = -0,32, \epsilon_3^{(0)}/\epsilon_1^{(0)} = 1,8 \cdot 10^3$): а (при $r_A/a = 0,39$), б (при $r_A/a = 0,52$): 1- $\text{Re} E_\varphi$, 2- $\text{Im} E_\varphi$, 3- $\text{Re} E_r$, 4- $\text{Im} E_r$; в: 1- $r_A/a = 0,34$, 2- $0,36$, 3- $0,39$, 4- $0,52$

3. Поглощаемая мощность

Мощность, поглощаемая в плазменном цилиндре единичной длины, может быть выражена с помощью радиальной компоненты вектора Умова-Пойнтинга либо через амплитуду ВЧ-поля на границе плазмы [23, 31]

$$W = -\frac{ac}{4} \operatorname{Re}(\vec{E} \vec{B}^*)_{r=r_A} = \frac{\pi \Omega}{4} r_A (a - r_A) |\vec{B}_\varphi|^2_{r=r_A}, \quad (9)$$

либо через импеданс антенны $W = \operatorname{Re} Z |J|^2 / 2$ [26, 35].

В последнем случае в выражении для Z (4) должно быть подставлено значение константы Ψ , найденное из плазменных решений:

$$\Psi = -\frac{I'_m(z\alpha) \left[1 - \left(m\pi \frac{a-r_A}{r_A} \right) - \left[m \frac{a-r_A}{r_A} \ln \left| \frac{a-r_A}{r_A-r_1} \right| - \frac{a-r_A}{r_A-r_1} \right]^2 - \frac{2\pi m i (a-r_A)}{r_A} \right]}{K'_m(z\alpha) \left[\left[1 - \frac{a-r_A}{r_A-r_1} + \frac{m(a-r_A)}{r_A} \ln \left(\frac{a-r_A}{r_A-r_1} \right) \right]^2 + \left[\frac{m\pi}{r_A} (a-r_A) \right]^2 \right]}. \quad (10)$$

Как видно из выражения (4), поглощение обеспечивается мнимой частью Ψ и в отсутствие проводящей стенки ($d \rightarrow \infty$) максимальное поглощение определяется минимальной величиной знаменателя Ψ , что совпадает с условием резонансного возбуждения поверхностной волны ($\Omega = \sqrt{\epsilon} K'_z \epsilon_A(0)$). В условиях такого "винтового" резонанса величина поглощаемой мощности обратно пропорциональна мультипольности ($W \sim 1/m$), а полуширина резонансной кривой увеличивается пропорционально m .

Проводящая стенка. При наличии проводящей стенки поглощаемая мощность уменьшается [28]:

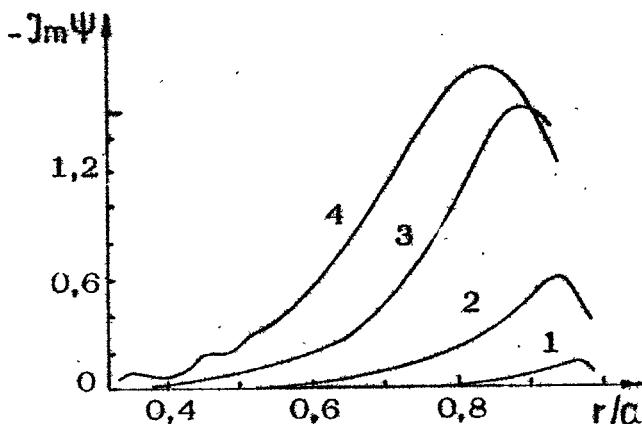
$$\left(\operatorname{Re} Z / \operatorname{Re} Z_{d \rightarrow \infty} \right) = \frac{\left[(I'_m / K'_m)_{r=d} - (I'_m / K'_m)_{r=\delta} \right]^2}{\left[(I'_m / K'_m)_{r=d} + \operatorname{Re} \Psi \right]^2 + (J_m \Psi)^2}. \quad (11)$$

Ослабление поглощения будет очень сильным, если контур расположен близко к стенке ($d - \delta \ll \delta$):

$$\left(\operatorname{Re} Z / \operatorname{Re} Z_{d \rightarrow \infty} \right) \approx 4m^2 (d - \delta) / \delta.$$

Влияние гиротропности плазмы на поглощение ВЧ-поля отмечалось как в аналитических [40, 42], так и в численных расчетах [32, 33, 35]. Как следует из анализа работ [32, 33, 40], максимальное поглощение сильно зависит от параметра

$m\Omega/|m|\omega_{ci}$ (рис.4). Если этот параметр является отрицательным, т.е. вращение лазы ВЧ-поля по азимуту происходит в сторону вращения ионов ("парамагнитное" вращение), то максимум поглощения сдвигается в сторону меньших частот. При противоположном вращении ($m/|m| \cdot \Omega/\omega_{ci} > 0$) этот максимум смещается в сторону больших частот. Качественно этот



Р и с. 4. Зависимость от положения точки трансформации r_A мнимой части коэффициента Ψ , пропорциональной полной поглощаемой мощности при "диамагнитном" (1,2) и "парамагнитном" (3,4) распространении ВЧ-поля по азимуту для $m=2, k_z a = 1$ в пределе $d \rightarrow \infty$ (1,4 - $\frac{m\omega_A(0)}{|m|\omega_{ci}} = \pm 0,32$; 2,3 - $\frac{m\omega_A(0)}{|m|\omega_{ci}} = \pm 0,07$)

эффект соответствует поведению частоты поверхностной волны в однородной плазме [18] в зависимости от параметра гиротропности:

$$\Omega_k = k_z c_A \left[\sqrt{2 + (k_z c_A / \omega_{ci})^2} + \frac{m}{|m|} \frac{k_z c_A}{\omega_{ci}} \right].$$

Наиболее сильно гиротропность влияет на величину поглощаемой мощности. Так, при "парамагнитном" вращении поглощаемая мощность превышает мощность "диамагнитного" распространения в 20 раз при параметре гиротропности $\Omega/\omega_{ci} = 1/3$. Этот результат количественно сильно отличается от аналитических расчетов для полуограниченной плазмы [42]. Зависимость поглощения ВЧ-поля от направления распространения исчезает, если $\Omega/\omega_{ci} \rightarrow 0$.

Влияние поля аксиального тока на поглощение. Такое влияние является двояким. Во-первых, оно проявляется в смещении максимума поглощения, связанного с резонансом на кинк-моды. Так, для $m=1$, $n=2$ частота кинк-моды уменьшается на фактор $(1 - 1/m+nq) \approx 2/3$, а значит, точка максимума поглощения должна сдвинуться к центру плазмы. Этот результат получен в работе [34] путем численного интегрирования системы МГД-уравнений с модельным поглощением. На рис.5 показано, что при включении плазменного тока I_z максимум поглощения сдвигается с $\tau_A \approx 0,7a$ ($I_z=0$) до $\tau_A \approx 0,2a$ ($I_z=8$), при этом величина поглощения возрастает при заданной амплитуде ВЧ-тока в контуре.

Во-вторых, из-за кручения силовых линий магнитного поля появляется возможность возбуждения А-волны желобкового типа. Частота такой волны находится несколько ниже диапазона альфвеновского "континуума". Поглощение на таком резонансе является высоким, но добротность контура будет очень большой [35] (рис.6).

III. ГЕНЕРАЦИЯ ПОСТОЯННОГО ТОКА УВЛЕЧЕНИЯ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН

Одним из наиболее интересных нелинейных эффектов, сопровождающих распространение и поглощение волн в плазме, наряду с явлением самофокусировки [43] является генерация постоянного тока увлечения. Такая генерация возможна во всех диапазонах частот, начиная с низкочастотного альфвеновского диапазона [44] и вплоть до высокочастотного верхнегибридного [45]. Однако следует ожидать, что в каждом из диапазонов эффективность (энергетическая цена ампера) и кинетическая структура тока увлечения будут существенно различными. Ниже будем обсуждать генерацию тока увлечения главным образом в низкочастотном альфвеновском диапазоне и лишь для сравнения некоторых важных свойств кратко затронем диапазон нижнегибридных (НГ) волн.

Ток увлечения был обнаружен в экспериментах по высокочастотному нагреву и генерации плазмы [46,47]. В некоторых частных случаях, главным образом в гидродинамике, в

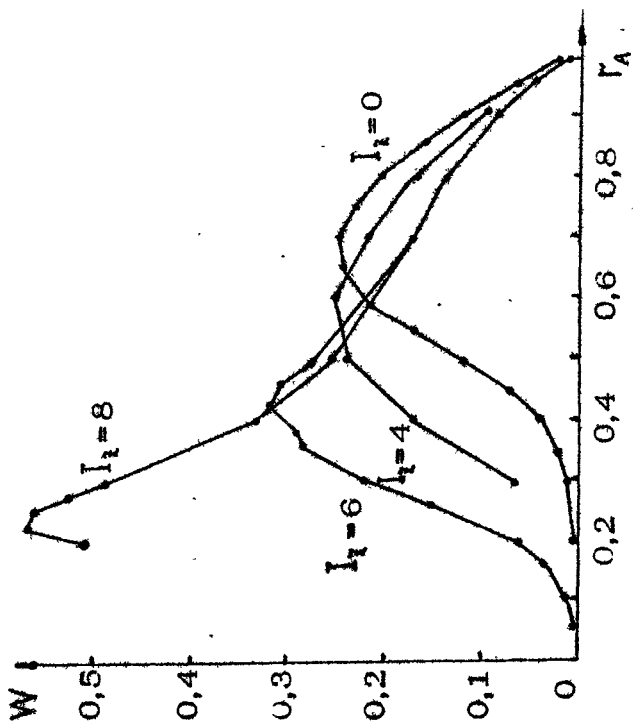


Рис. 5

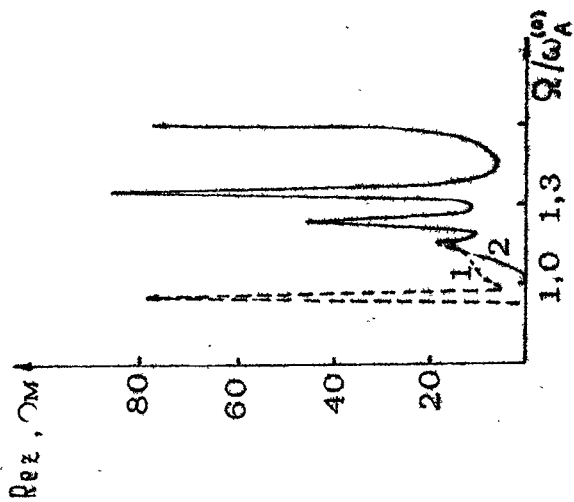


Рис. 6

Р и с. 5. Зависимость полной поглощаемой мощности от положения точки трансформации Γ_A для параметров токамака TCA [34] при различных значениях аксиального тока I_1 (мощность и ток указаны в относительных единицах).

Р и с. 6. Зависимость импеданса антенны от частоты при наличии тока (1) и без тока (2) для параметров токамака Pretext [35]

эти работы была дана качественная интерпретация явления увлечения [48]. Предложения по использованию нелинейного тока увлечения были сделаны Тонеманом [46] и Воротом [49]. Интерес к токам увлечения обусловлен идеей создания стационарного реактора-токамака [49].

Эксперименты по генерации токов увлечения в А-диапазоне частот впервые были выполнены Демирхановым с сотрудниками [13]. Плотность тока увлечения достигала 30 А/см^2 , а его длительность совпадала с длительностью ВЧ-импульса. Кроме того, в этих экспериментах было обнаружено влияние ВЧ-поля А-волны на процессы переноса плазмы в торах.

Для понимания природы генерации тока увлечения целесообразно охарактеризовать усредненные высокочастотные силы, действующие на плазму.

1. Усредненные высокочастотные силы

Генерация тока увлечения связана с нелинейными силами, действующими на компоненты плазмы со стороны ВЧ-поля. Они имеют, вообще говоря, два различных механизма возникновения. Первый из них заключается в том, что процесс поглощения энергии ВЧ-поля, возбуждаемого извне, сопровождается поглощением импульса. Конкретный механизм поглощения энергии при этом не играет принципиальной роли. Поглощение может идти как на кулоновских столкновениях, так и на затухании Ландау. Иными словами, вследствие своеобразного трения между волной и частицами возникает диссипативная сила. Другой механизм связан с пространственной неоднородностью амплитуды ВЧ-поля. Известно, что на электроны, находящиеся в неоднородном ВЧ-поле, действует усредненная во времени сила

$$\langle F \rangle = \frac{e^2}{4m_e \omega^2} \nabla |E|^2, \quad (12)$$

где E — поле в плазме. Впервые на этот механизм указал Миллер [50], а Пятаевский дал более общее выражение для этой силы [51]:

$$\langle F \rangle = \frac{\epsilon_{ik} - \delta_{ik}}{16\pi n_e} \nabla E_i E_k, \quad (13)$$

где ϵ_{ik} — тензор диэлектрической проницаемости плазмы. Из выражений (14) и (15) видно, что сила в этом случае носит

потенциальный характер. Этот механизм не дает возможности создать ток увлечения, поскольку движение зарядов под действием силы Миллера (12), (13) через диффузионное или пролетное время приведет к перераспределению плотности плазмы, возникновению ее поляризации и к компенсации силы $\langle F \rangle$. Таким образом, ниже будем обсуждать только диссипативный механизм тока увлечения.

2. Поглощение энергии и усредненная ВЧ-сила

Волна произвольной природы, бегущая вдоль поверхности плазмы (в частности, вдоль тороидальной поверхности) с фазовой скоростью ω/k_z (k_z — проекция волнового вектора на ось z), при поглощении энергии в единице объема $\rho \Delta t$ сообщает соответствующей компоненте плазмы импульс $k_z \rho \Delta t / \omega$. Действительно, исходя из тензора напряжений Максвелла, запишем выражение для усредненной ВЧ-силы [52]:

$$\langle F \rangle = \frac{1}{8\pi} \operatorname{Re} \int_{(S)} (E_n E_z^* + H_n H_z^*) dS, \quad (14)$$

где S — замкнутая цилиндрическая поверхность произвольного сечения. Учитывая связь нормальных компонент E_n и H_n

$$E_n = \frac{ic}{\omega} \left(\frac{\partial H_z}{\partial \sigma} - \frac{\partial H_\sigma}{\partial z} \right), \quad (15)$$

$$H_n = -\frac{ic}{\omega} \left(\frac{\partial E_z}{\partial \sigma} - \frac{\partial E_\sigma}{\partial z} \right), \quad (16)$$

где σ — контур сечения поверхности S плоскостью $z = \text{const}$ в цилиндрических координатах $\{n, \sigma, z\}$, и подставляя (15), (16) в выражение (14), получим

$$\langle F_z \rangle = \frac{c}{8\pi\omega} \operatorname{Re} \left[i \int_{z_1}^{z_2} \oint dz d\sigma \left(E_z \frac{\partial H_\sigma^*}{\partial z} + H_z^* \frac{\partial E_\sigma}{\partial z} \right) \right]. \quad (17)$$

Выбирая зависимость электромагнитных полей от координаты z в виде $E, H \sim \exp(ik_z z)$, из (17) находим формулу для силы увлечения

$$\langle F_z \rangle = \frac{k_z}{\omega} P, \quad (18)$$

где P — есть мощность, поступающая в плазму через поверхность S :

$$P = \frac{c}{8\pi} \int_{z_1}^{z_2} dz d\sigma \operatorname{Re}(E_z H_0^* - H_z^* E_\sigma). \quad (19)$$

Рассмотрение, проведенное в рамках режима Пфирша-Шлютера, дает выражение для силы, действующей на частицы сорта α [53]:

$$\langle \vec{F}_\alpha \rangle = \frac{\operatorname{Re} \bar{k}}{\omega} P_\alpha + \frac{\operatorname{Im} \bar{k}}{2\omega} \operatorname{Im}(\bar{E}^* \bar{j}_\alpha) + \operatorname{Im} \bar{k} \operatorname{Re} \left[\left(\frac{i \bar{E}^*}{\omega} + \frac{\bar{j}_\alpha^*}{\epsilon_0 \omega \rho_\alpha^2} \right) \bar{j}_\alpha \right], \quad (20)$$

где $P_\alpha = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\bar{E}^* \bar{j}_\alpha)$ - плотность мощности, поглощаемой частицами, \bar{j}_α - плотность осциллирующего тока, $\omega_{p\alpha}$ - плазменная частота, ϵ_0 - диэлектрическая константа вакуума. Первое слагаемое в выражении (20) соответствует поглощению импульса волны (диссипативная сила), второе соответствует силе Миллера (т.е. градиенту эффективного потенциала, так как $\operatorname{Im} k = -\frac{1}{2} \nabla$) и третье слагаемое представляет собой комбинированный эффект. Для волны вида

$\{E_e; H_e\} = \sum_n \{E_{e0}; H_{e0}(r, m, n)\} \exp i(m\varphi + \frac{n}{R} z - \omega t)$, пренебрегая последним слагаемым в (20) для компонент силы F_α , получим

$$\langle F_{\alpha, z} \rangle = \sum \frac{n}{\omega R} P_\alpha(r, m, n); \quad \langle F_{\alpha, \varphi} \rangle = \sum \frac{m}{\omega R} P_\alpha(r, m, n); \quad (21)$$

$$P_\alpha(r, m, n) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \{ E_e^*(r, m, n) \cdot j_{\alpha e}(r, m, n) \}. \quad (22)$$

3. Ток увлечения

Очевидно, что в стационарном состоянии приложенная ВЧ-сила уравновешивается силой трения об ионы:

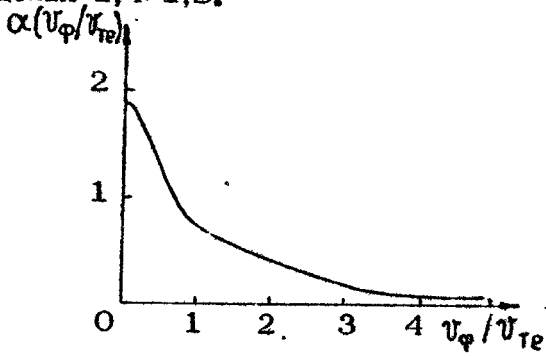
$$\langle F_e \rangle = f_{tr} = m_e n_e v_{ei} (v_{ez} - v_{iz}). \quad (23)$$

Применение кинетического квазилинейного формализма дает уточненное выражение для силы трения [54]:

$$f_{tr} = m_e n_e v_{ei} (v_{ez} - v_{iz}) \alpha(v_\varphi / v_{Te}). \quad (24)$$

Здесь множитель α описывает зависимость силы трения от фазовой скорости. Из рис. 7 видно, что в области $v_\varphi \ll v_{Te}$ гидродинамическое описание отличается от кинетического незначительно, менее чем в 2 раза. В области больших фа-

зовых скоростей отличие может достигать порядка величины. Поскольку для А-волн $\omega/k_{\parallel} v_{Te} = \sqrt{\frac{2m_e}{m_i \beta}} < 1$, то кинетический множитель α в области малых фазовых скоростей меняется в пределах 1,4-1,8.



Р и с. 7. Зависимость кинетического коэффициента $\alpha(v_{\phi}/v_{Te})$ от фазовой скорости

Из уравнений (23), (24), (21), учитывая винтовой характер стационарного магнитного поля (H_{ϕ}, H_z), а также усредняя по магнитной поверхности, получим выражения для плотности тока увлечения:

$$j_z(r) = - \frac{e k_{\parallel}(r) \rho(r, m, n)}{\alpha(v_{\phi}/v_{Te}) m_e \omega v_{ei}} \quad (25)$$

Это выражение справедливо для любого механизма поглощения (классического и затухания Ландау) для волн с фазовой скоростью $v_{\phi} \leq v_{Te}$. В случае кинетического нагрева электронов на локальном альфвеновском резонансе $\omega = k_{\parallel} c_A$ полный ток увлечения

$$\langle I \rangle = 2\pi \int_0^a j_z(r) r dr$$

определяется через полную поглощаемую мощность

$$W(m, n) = 4\pi^2 R \int_0^a \rho(r, m, n) r dr$$

следующим образом:

$$\langle I \rangle_{(кА)} = \frac{10\gamma}{\alpha(v_{\phi}/v_{Te})} \frac{(m_i/m_e)^{1/2} n_{13}^{1/2}(r_A) T_e^{3/2} W_{(кВт)}}{\lambda z_{ef} \langle n_{13} \rangle R(m) B(T)} \quad (26)$$

где коэффициент γ (порядка единицы) учитывает характер профилей плотности, температуры и магнитного поля; λ -

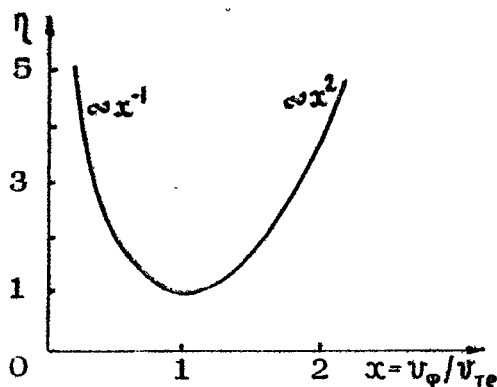
кулоновский логарифм; Z_{ef} - эффективный заряд плазмы; $n_{13}(r_A)$ - значение плотности в резонансной точке r_A в единицах 10^{13} см^{-3} ; $\langle n_{13} \rangle$ - среднее значение плотности по радиусу в тех же единицах; R - большой радиус тора, B - напряженность магнитного поля. Поскольку передача импульса ионам быстро падает с температурой, то очевидно, что включение тока увлечения в реакторе энергетически выгодно на стадии горячей плазмы ($T \approx 10\text{--}20 \text{ кэВ}$). Так, для установки ИНТОР для поддержания тока в 6 МА при этой температуре требуется мощность 6-20 МВт с учетом неопределенности коэффициента γ .

4. Кинетическая структура тока увлечения

Диапазоны низких фазовых скоростей (A -волны) и высоких фазовых скоростей (HG -волны) существенно разнятся кинетической структурой тока. Так, в области $v_\varphi > v_{Te}$ электронная функция распределения носит существенно квазилинейный характер (наличие плато), и ток переносится экспоненциально малым числом надтепловых электронов. Частота кулоновских столкновений таких электронов падает с ростом фазовой скорости $\nu_{ei} \sim (v_{Te}/v_\varphi)^3$, и следовательно, омическое сопротивление будет мало. Эффект снижения сопротивления наблюдался экспериментально на установке JFT-2 [55]. Однако, как видно из формулы (18), записанной в форме $\langle P_z \rangle \Delta t = P \Delta t / v_\varphi$, передаваемый частицам импульс обратно пропорционален фазовой скорости. В области A -волн ток переносится частично электронами, имеющими скорости ниже тепловых ($v_\varphi < v_{Te}$), частично всей функцией распределения. Омическое сопротивление в этом случае больше, чем для HG -волн, однако передаваемый электронам импульс, приходящийся на единицу поглощенной энергии, существенно больше (в $v_{\text{Фнг}}/v_{\text{Фд}}$ раз) для A -волн. Корректные вычисления, приведенные в рамках квазилинейной теории [54] с учетом указанных выше эффектов и в режиме преобладания квазилинейной диффузии $D_{\text{эф}} > D_{\text{сд}}$ показывают, что эффективность генерации тока увлечения

$$\eta = j/P, \quad (27)$$

в зависимости от фазовой скорости имеет минимум при $v_\varphi = v_{Te}$ (рис.8) и для A -волн выше, чем для нижнегибридных.



Р и с. 8. Зависимость эффективности генерации тока увлечения в относительных единицах от фазовой скорости

Другим немаловажным обстоятельством является образование режима убегающих электронов в системах с постоянным электрическим полем (типа токамак) вследствие резкого снижения критического поля Драйсера при наличии бегущих НГ-волн [56,57]. Этот эффект, по-видимому, наблюдался экспериментально на установках ТМ-3 [57] и АТС [58] по вспышке синхротронного излучения во время нижнегибридного нагрева. Подобный эффект для А-волн из-за отсутствия зависимости v_{ei} от v_ϕ невозможен. Таким образом, как с точки зрения кинетической структуры тока, так и с точки зрения эффективности генерации тока более предпочтителен диапазон малых фазовых скоростей $v_{Ti} < \frac{\omega}{k_z} < v_{Te}$.

В отличие от линейных систем в торах, как известно, появляется класс запертых частиц ("банановый" режим). Запертые частицы, число которых $n_\alpha \sqrt{\epsilon}$, в среднем не поглощают энергию, и это обстоятельство приводит, как это показано в работе [59], к снижению локальной эффективности альфвеновского увлечения. Поскольку в [59] задача решалась в приближении заданного поля и не учитывался характер распространения волны, то из факта снижения локальной эффективности не следует, вообще говоря, снижение интегральной эффективности $\eta = I_{\text{полн}} / W$. Дело в том, что, как правило, длина радиального затухания альфвеновской волны (см. п.2 в разд. II) много меньше поперечных размеров плазмы в термоядерных установках $L_\perp \ll a$. Поэтому

В этих условиях снижение локального поглощения приводит лишь к увеличению длины радиального затухания и, следовательно, интегральная эффективность не снижается. Эффект снижения локальной эффективности из-за запертых частиц приведет, таким образом, к образованию более размытых профилей тока увлечения.

5. Генерация тока увлечения монохроматической альфвеновской волной

Функция распределения, деформируемая монохроматической плазменной волной конечной амплитуды, для плазмы с редкими столкновениями впервые была получена Захаровым и Карпманом [60], показавшими, что затухание монохроматических плазменных волн может сильно отличаться от затухания Ландау, если частота колебаний захваченных электронов (баунс-частота) много больше частоты столкновений электронов $\omega_g = \sqrt{\sqrt{2} e E_z k_z / m_e} \gg \nu_{ei}$. В этом случае поглощение волны определяют кулоновские столкновения. Решая уравнение

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + v_z \frac{\partial f_e}{\partial v_z} + \frac{e}{m_e} E_z \frac{\partial f_e}{\partial v_z} = \nu_{eff} \frac{\partial}{\partial v_z} (v_{Te}^2 \frac{\partial f_e}{\partial v_z} + v_z f_e)$$

и полагая E_z - поле А-волны потенциальным, можно найти поглощаемую мощность [61], которая определяется главным образом электронами с энергией из пограничной области (между пролетными и захваченными) и пролетными электронами. Поглощаемая этими двумя группами электронов мощность есть

$$P = \frac{3}{2\sqrt{\pi}} \nu_{ef} n_e T_e \frac{\Omega C_A}{k_z v_{Te}^2} \sqrt{\frac{\sqrt{2} e E_z}{k_z T_e}}; \nu_{ef} = \nu_{ee} + \frac{3\pi}{4} \nu_{ei}, \quad (28)$$

а плотность тока увлечения определяется формулой

$$\langle j_z \rangle = - \frac{e k_z P}{\nu_{ef} m_e \Omega}, \quad (29)$$

которая с точностью до множителя порядка единицы совпадает с выражением (25). Таким образом, ток увлечения альфвеновскими волнами с конечной шириной спектра и монохроматической волной определяется одним и тем же выражением.

6. Профиль тока увлечения

Профиль тока увлечения в стационарном состоянии определяется профилем поглощаемой мощности (см. формулу (25)), который, в свою очередь, определяется положением поверхности локального альфвеновского резонанса $\Omega = k_{\parallel}(r_A) \cdot c_A(r_A)$ и глубиной затухания коротковолновой альфвеновской моды от точки трансформации

$$L_1 \approx (J_m k_{\perp})^{-1} = \sqrt{\frac{\delta}{\pi}} \rho_i \sqrt{\frac{T_e}{T_i}} \frac{K_{\parallel}^2 v_{Te} c_A(0)}{\mu \Omega^2} \sqrt{\frac{\Omega_A^2(0)}{\Omega^2 - \Omega_A^2(0)}} \quad (30)$$

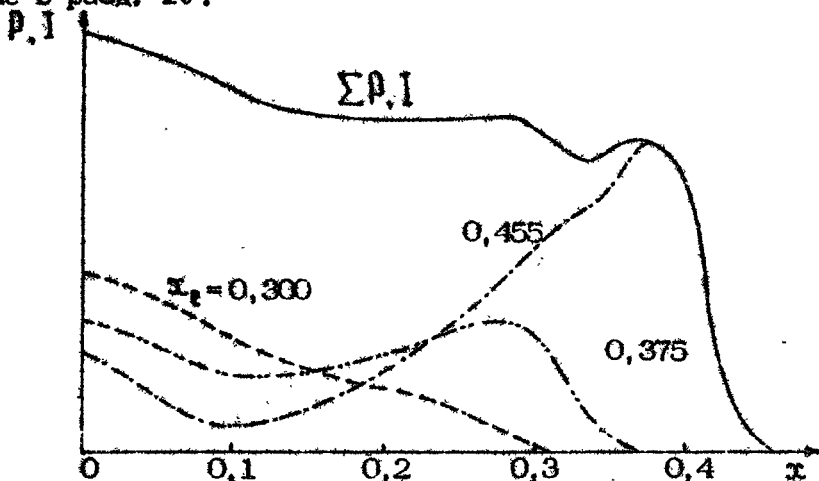
где μ — коэффициент, характеризующий ослабление поглощения из-за квазилинейных эффектов и наличия запертых частиц.

В тороидальной геометрии резонансные альфвеновские поверхности являются вложенными торами, а глубина затухания L_1 , как правило, гораздо меньше поперечного размера плазмы ($L_1 \ll Q$). В режиме квазилинейного ослабления поглощения $\mu \ll 1$ глубина затухания увеличивается и, соответственно, уширяется профиль поглощения. К аналогичному эффекту, как отмечалось в п.4 разд. III, приводит наличие запертых частиц. Тем не менее все эти эффекты не нарушают соотношения $L_1 \ll Q$ для всех современных и сооружаемых термоядерных установок.

Как показывают численные расчеты [32, 35], профиль поглощаемой мощности носит практически гауссовский характер и расположен вблизи резонансной А-поверхности. Таким образом, на временах, существенно больше скин-слоевых, ток увлечения будет иметь тот же профиль. Расчет нестационарной стадии [62] показал, что профиль тока может быть достаточно сложным и определяется в значительной мере временем включения ВЧ-поля.

Таким образом, в стационарном состоянии монохроматическая альфвеновская волна или волны с узким спектром возбуждают "полюй" ток. При необходимости для создания широкого и плавного профиля тока надо работать в режиме возбуждения широких спектров волн с $\Delta\Omega = (0, 2-0, 3)\Omega_A(r_A)$ или в режиме возбуждения нескольких монохроматических волн с перекрывающимися зонами поглощения. На рис. 9 приведен пример достаточно плавного распределения тока при

возбуждении в плазме трех фиксированных частот [63]. Экспериментальное исследование профиля тока увлечения проведено в работах [69,70,71] и подробно обсуждается ниже в разд. 1У.



Р и с. 9. Распределение плотности поглощаемой мощности и тока увлечения при комбинации трех монохроматических волн: $\Omega_1 = 7,36 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\Omega_2 = 7,58 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\Omega_3 = 7,8 \cdot 10^6 \text{ с}^{-2}$ (сплошная кривая — результирующая, пунктирные показывают парциальные вклады волн с разными частотами; приведенные значения χ_e соответствуют точкам А-резонанса для каждой из волн)

7. Возможные применения тока увлечения

Интерес к проблеме токов увлечения возник после предложения об их применении для создания стационарного реактора-токамака [49]. Действительно, как показали последующие исследования, эффективность генерации тока в альфеновском и нижнегибридном диапазонах достаточно высока и уровень мощности, необходимый для поддержания тока 2–10 МА, в широком диапазоне параметров плазмы, для различных установок составляет величину от 5 до 80 МВт. Проиллюстрируем это данными для нескольких проектируемых и строящихся установок.

Установка	n_{13}	$R, м$	B, T	I, MA	$T, кэВ$	$P, MBт$	Тип ВЧ
ИНТОР	14	5,2	5	6,5	15	12	A
STARFIRE	12	7,0	5,8	11,4	20	80	НГ
T-15	10	2,4	3,5	2	6	6	A, НГ
TFTR	10	2,5	5,2	2,5	10	5	НГ, A

При использовании ВЧ-методов создания токов наиболее просто формируются полые профили. На основании этого в настоящее время уже сделаны предложения по стационарному токамаку с полым током на альфвеновских [64] и нижегибридных [65] волнах. В работе [64] показано, что в широком диапазоне аспектных отношений и токов полые профили удовлетворяют реакторным требованиям даже со значительным смещением ($\sim 0,7 a$) максимума тока относительно магнитной оси. Анализ МГД-устойчивости, проведенный в работе [64], указывает на возможность достижения устойчивых состояний вплоть до $q \sim 1$. Анализ баллонных мод для таких профилей дает основания ожидать увеличения предельных значений β_T . Две A -волны с противоположными фазовыми скоростями, имеющие различные резонансные поверхности γ_{A1} , γ_{A2} , могут создать профиль с обратным током. На переходной стадии включения тока увлечения профиль с обратным током получается естественным образом. Другими словами, при использовании ВЧ-токов увлечения класс возможных профилей значительно расширяется.

Как следует из формул (21), кроме продольной силы $\langle F_{\alpha z} \rangle$, для винтовой волны существует также азимутальная компонента силы $\langle F_{\alpha \varphi} \rangle$. Естественно, наличие силы $\langle F_{\alpha \varphi} \rangle$ приводит к изменению характера движения частиц в азимутальном и радиальном направлениях (возникает дрейф). Уже в экспериментах [66] было обнаружено, что характер разряда в зависимости от направления вращения волны принципиально различен. При вращении фазы в сторону циклотронного вращения ионов плазма стягивается к центру, в противоположном случае разряд носит трубчатый характер. Такой эффект кратко обсуждался в работе [53]. Влияние направ-

ления вращения волны на перенос плазмы в торе впервые исследовалось в работе [13]; было обнаружено, что при диамагнитном направлении вращения происходит значительное уменьшение переноса плазмы. Легко показать, что радиальный поток частиц в винтовом магнитном поле при наличии сил $F_{e\varphi}$, F_{ez} будет равен: [63, 67]

$$\langle n_e v_r \rangle = -D \frac{dn_e}{dr} + \frac{c}{eB} (h_\varphi F_{ez} - h_z F_{e\varphi}), \quad (31)$$

где $h_\varphi = B_\varphi / |B_0|$; $h_z = B_z / |B|$.

Учитывая связь силы \vec{F} и поглощаемой мощности (21), радиальный поток плазмы можно записать в виде

$$\langle n_e v_r \rangle = -D \frac{dn_e}{dr} - \frac{cmB_z P}{eB_0^2 \Omega r} \left(1 - \frac{n r B_\varphi}{m R B_z} \right). \quad (32)$$

Выбирая различные знаки m и n , можно наперед задавать знак и абсолютную величину дрейфового члена и тем самым управлять радиальным потоком плазмы. Оценим необходимые энергозатраты, при которых дрейф уравновешивал бы диффузию, т.е. когда $\langle n_e v_r \rangle = 0$. Приняв для простоты алкаторный скейлинг $D = 10^{17} / n_e$, нетрудно убедиться, что в плазме устанавливается приближающееся к прямоугольно-ступенчатому распределение плотности $n_e(r)$. Это дает возможность провести интегрирование в выражении (32) и связать полную поглощаемую мощность $W(m, n)$ с полным перепадом плотности в плазме Δn_e

$$W(m, n) = \frac{4\pi^2 R \tau_A^2 e B^2 D(\tau_A)}{m c B_z} \left(1 - \frac{\tau_A n B_\varphi(\tau_A)}{R m B_z} \right)^{-1} \Omega \Delta n_e, \quad (33)$$

где Δn_e — перепад плотности в области поглощения, примерно равный удвоенной плотности в точке альфвеновского резонанса. Для систем с малыми геометрическими размерами типа Alcator или Ignitor затраты мощности невелики и не превышают 10 МВт. Применительно к крупномасштабным установкам типа ИНТОР затраты мощности резко возрастают, достигая 100 МВт.

IV. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальные исследования по нагреву плазмы в тороидальных ловушках альфвеновскими волнами проведены к настоящему времени на стеллараторах P-0, P-2, Proto-Cleo, Heliotron, Y-2 [1-3, 6-9], токамаках P-05, TCA, Tokapole-2 [70,10,11]; ведется подготовка к экспериментам на токамаке Pretext [12] и торсатроне Y-3 [77]. Сейчас работают установки P-0, P-05, TCA, Pretext, Tokapole-2 и Y-3.

Основные физические эффекты, которые проявляются при возбуждении и поглощении бегущих А-волн и которые наблюдались экспериментально, сводятся к следующим:

- 1) собственно нагрев - P-0, P-02, P-05, Н-Д, Y-2, Proto-Cleo, TCA, Tokapole-2;
- 2) предъюнизация и подготовка бестоковой плазмы - P-0, P-02, Y-2, Y-3;
- 3) генерация квазистационарных токов увлечения - P-0, P-05;
- 4) управление профилем тока и влияние на МГД-устойчивость - P-0;
- 5) влияние на радиальный перенос - P-0, Н-Д;
- 6) выведение примесей - P-0.

1. Нагрев плазмы

В этой проблеме можно выделить несколько физических вопросов, подлежащих экспериментальной проверке в первую очередь:

- эффективность нагрева,
- локализация вклада энергии и положение точки трансформации,
- нагрев электронов и ионов,
- поля и вклад мощности на границе плазмы,
- влияние гиротропности плазмы.

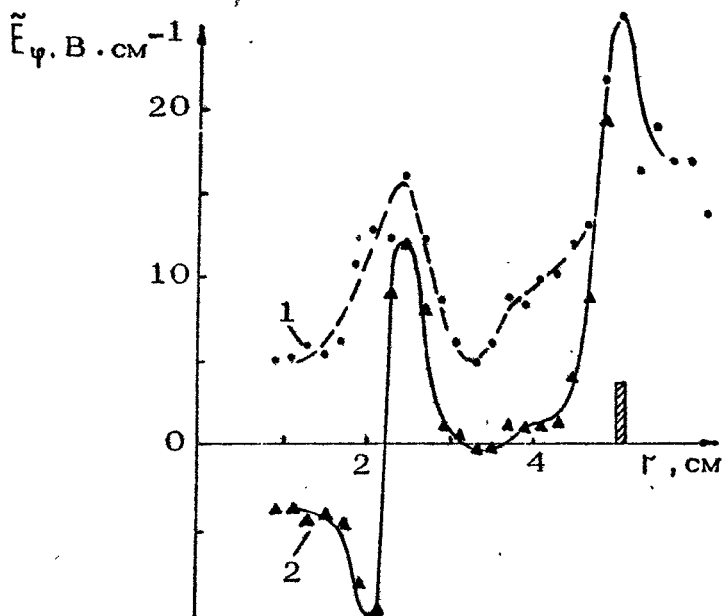
Эксперименты, проведенные на всех установках, охватывают диапазон плотностей от $2 \cdot 10^{10}$ [9] до $2 \cdot 10^{14}$ см^{-3} [2,3]. Исследования проведены при частотах от 0,4 до 5,0 МГц и длительностях импульса от 0,3 [74] до 4,0 мс [70]. Приращение температуры при нагреве составляет от 5 [9] до 300 эВ [4]. Практически во всех экспериментах наблюдается высокая эффективность введения ВЧ-мощности в

плазменный шнур, что объясняется высокой связью контура с плазмой, вероятно, вследствие "винтового резонанса" [4] - с одной стороны, и относительно низкой полной добротностью антенны с плазмой ($Q \approx 5 - 10$) - с другой. В этих условиях 80 - 90% подводимой к контуру активной ВЧ-мощности поглощается внутренней областью плазмы [2,3,4]. Величина мощности, вводимой в плазму, варьировалась от нескольких сот киловатт [2,7,9,74] до нескольких мегаватт [4,72]. Максимальное значение удельного вклада усредненной по объему ВЧ-мощности достигнуто на стеллараторе Р-02, $\langle p \rangle \approx 50 \text{ Вт/см}^3$ [4]. Относительно высокая энергетическая "цена" электронвольта в этих экспериментах объясняется тем, что все они проведены пока на малых установках с $d = 5-10$ см при энергетических временах жизни не более нескольких сот микросекунд.

Результаты исследований показывают, что при альфвеновском нагреве греются как электроны, так и ионы. Например, на Н-Д [74] и Р-0 [2] греются преимущественно электроны ($\Delta T_e \gg \Delta T_i$), эффективность вклада ВЧ-мощности в которые удовлетворительно объясняется затуханием Ландау. На Р-02 же [4] в режимах повышенного энерговклада, когда $\langle p \rangle \approx 50 \text{ Вт/см}^3$ и $\bar{V}_\varphi = 50-100 \text{ Гс}$, более сильно нагреваются ионы - $\Delta T_i \approx 200-300 \text{ эВ}$ (эта величина определена по доплеровскому уширению линий примесей и диамагнетизму плазмы), при этом $\Delta T_i \gg \Delta T_e$. Этот сильный ионный нагрев может быть объяснен параметрическими эффектами, возникающими вследствие большой величины \bar{V}_φ , близкой пороговому значению, когда может происходить распад А-волны на альфвеновскую и на ионно-звуковую: при зондовых (магнитных) измерениях на Р-02 наблюдается довольно широкий спектр частот (при фиксированной внешней Ω) с гармониками $\omega = n\Omega/2$ ($n = 1,2,3,\dots$).

Исследования пространственного (по малому радиусу) вклада ВЧ-мощности, положения точки трансформации ВЧ-поля в А-волну и радиальной структуры этой волны проведены с помощью двойных электрических и магнитных зондов, в основном на установках Р-0, Р-02, Proto-Cleo, Н-Д, [2,3,9,73,74,75]. Пример радиальной структуры поля E_φ в установке Р-0 приведен на рис.10, на котором четко видна точка трансформации и возбуждения интенсивной А-волны, быстро затухающей по радиусу. При увеличении C_A (изменении V_e или n_e) точка трансформации смещается внутрь

плазмы при фиксированной частоте генератора. Радиальный профиль температуры имеет локальный максимум в области, совпадающей с областью трансформации. Положение и движение этих зон при изменении параметров экспериментального режима достаточно хорошо определяется соотношением $\Omega = k_{\parallel} c_A(\tau_A)$.



Р и с. 10. Радиальное распределение \tilde{E}_φ -компоненты ВЧ электрического поля. Точка трансформации расположена при $r = 3$ см. ($B_0 = 5,2$ кГс, $\chi = 0,4$, гелий, $p = 6,7 \cdot 10^{-4}$ торр, стоячая ВЧ-волна). 1 - $|\tilde{E}_\varphi|$; 2 - $\text{Re } \tilde{E}_\varphi$.

На рис.10 на границе плазмы хорошо видно сильно скинующееся довольно большое ВЧ электрическое поле, существование которого предсказывает теория [33,78]. Однако заметного поглощения мощности и увеличения температуры плазмы на поверхности шнура пока не наблюдается. Этот важный вопрос требует дальнейших экспериментальных исследований.

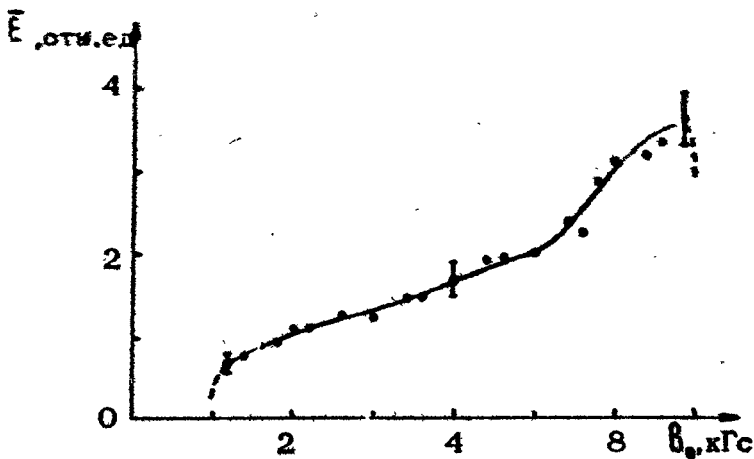
Влияние гиротропности на возбуждение и поглощение альфвеновских волн исследовано на установках Р-0 и Р-02 [2, 6], для которых величина $\Omega/\omega_{ci} \approx 1/2-1/4$ относительно велика. Из этих экспериментов видно, что при так называем-

мом "парамагнитном" (в сторону циклотронного вращения ионов) распространении ВЧ-поля по малому азимуту интенсивность взаимодействия ВЧ-поля с плазмой и величина поглощаемой мощности при том же токе в ВЧ-контуре в 3-5 раз больше, чем при обратном "диамагнитном" (в сторону циклотронного вращения электронов) распространении волны. На эффект гиротропности на эксперименте, вообще говоря, накладывается и влияние направления вращения ВЧ-поля на радиальный перекося плазмы, о котором речь будет идти ниже. Поэтому в данном вопросе требуются дополнительные экспериментальные исследования.

Проведенные на установках Р-0, Р-02, Proto-Cleo [3,4,9] экспериментальные исследования зависимости нагрева от магнитного поля B_0 при разных значениях плотности плазмы n_e и при достаточно широком изменении этих параметров (в 5-10 раз) показывают, что при взаимодействии ВЧ-поля с плазмой существует некоторое оптимальное (резонансное) значение величины

$$K_{II} C_A = K_z (1 - m/nq) / \sqrt{4\pi n_e m_i},$$

при котором наблюдается максимальное значение $\langle nT \rangle$ (см. рис.11). Эти максимальные значения $\langle nT \rangle$ достигаются при заданной n_e при некотором значении B_0 (или при минимальных $\langle n_e \rangle$ при заданном B_0) близком к предельному, выше которого интенсивное, с точки зрения поглощения мощности, взаимодействие ВЧ-поля с плазмой прекращается, т.е. при $\Omega \leq C_{Amax} K_{II}$. C_{Amax} определяется по максимальному значению плотности внутри шнура, когда частота генератора близка граничной частоте альфвеновского континуума. В работе [4], посвященной экспериментальным исследованиям на Р-02, этот максимум был отождествлен с винтовым резонансом, который уже приблизился к краю альфвеновского континуума вследствие относительно высокого угла вращательного преобразования на Р-02. Однако в соответствии с современными теоретическими представлениями (см. разд. II) его можно объяснить и проявлением нелокального альфвеновского резонанса, который оказывается экспериментально неразрешенным от альфвеновского континуума на экспериментальной диаграмме $\{\langle nT \rangle, B_0\}$ вследствие того, что средняя величина и профиль n_e недостаточно точно контролируется на эксперименте, и малым, как показывают оценки, значением $\Delta\Omega$, отделяющим такой резонанс от края альф-



Р и с. 11. Зависимость удельного энергосодержания плазмы от тороидального магнитного поля ($\lambda = 0,04$, гелий, $\rho = 2,6 \cdot 10^{-3}$, стоячая ВЧ-волна).

веновского континуума в данных экспериментальных условиях. Это интересный вопрос, который требует дальнейших экспериментальных исследований, и важен как для объяснения механизма наблюдаемого оптимального нагрева, так и для физико-технических экстраполяций на более крупные тороидальные ловушки.

2. Подготовка плазмы

Достаточно хорошая работа А-нагрева при малых плотностях $n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ позволяет использовать этот метод для предьонизации и подготовки бесточковой плазмы как в стеллараторах, так и в токамаках. Это может быть достигнуто как за счет уменьшения k_z (малые n_z -продольные волновые числа) [9], так и за счет приближения частоты к циклотронной $\Omega / \omega_{ci} \leq 1$, когда значение резонансной плотности значительно уменьшается, как было сделано на У-2 [7]. На У-2 этим методом удавалось получить плазму с $n_e \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 100$ эВ. На Р-0 и Р-02 [2,4] контур А-нагрева позволяет поднять плотность и температуру с $n_e = 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (степень ионизации менее 1%) и $T_e = 1-3$ эВ, получаемые за счет чисто продольного вих-

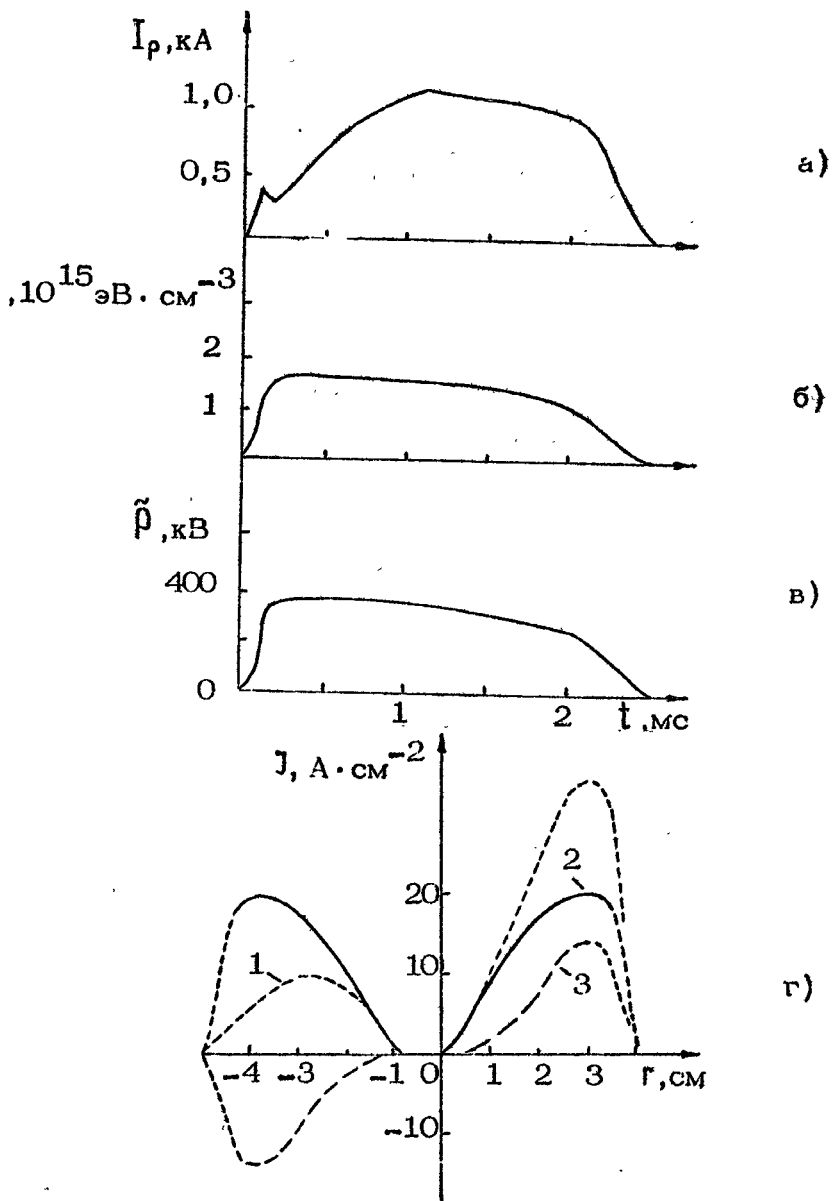
ревого ВЧ-поля, до $n_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 50 \text{ эВ}$. На токамаке Р-05 [70] предыонизация и преднагрев позволяют существенно облегчить условия формирования собственно токового омического разряда, превзойти предел Мураками и выйти в район плотностей $n_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $B_0 \approx 10 \text{ кГс}$.

3. Генерация квазистационарных токов.

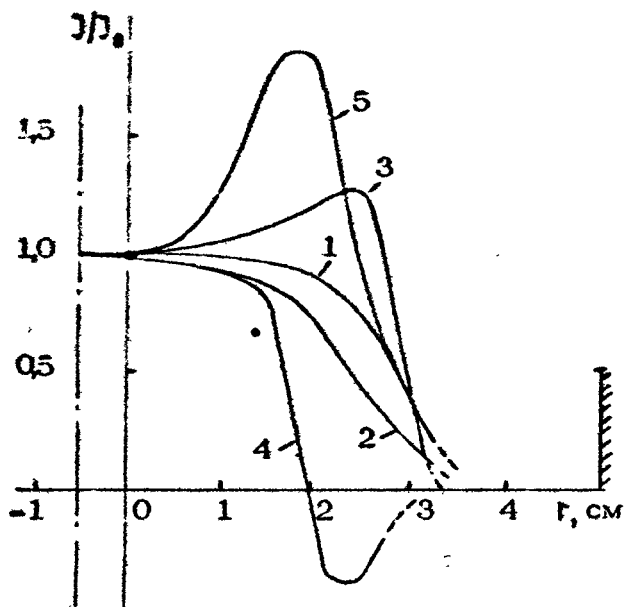
Управление профилем тока.

Влияние на МГД-устойчивость

Генерация квазистационарных токов увлечения бегущими А-волнами продемонстрирована на стеллараторе Р-0 [13, 69, 70]. Имеются указания на проявление этого эффекта и на токамаке Р-05 [70]. На Р-0 в режиме без тока омического нагрева получены значительные токи увлечения $I_d \approx 1,8 \text{ кА}$ ($a \approx 3,5 \text{ см}$) при высоких плотностях $n_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (рис.12). Измерения при помощи магнитных зондов показывают, что ток увлечения имеет ярко выраженный полый профиль с максимумом в области точки трансформации. В этой зоне плотность тока достигает $j_d \approx 50 \text{ А/см}^2$, при этом средняя по сечению $\langle j_d \rangle \approx 30 \text{ А/см}^2$. Исследование зависимости эффективности генерации тока увлечения от ВЧ-мощности, параметров плазмы (n_e , T_e) показывает достаточно хорошее совпадение [70] с формулой (25). Совместная работа на Р-0 трансформатора омического нагрева с ВЧ-контуром, возбуждающим бегущую вдоль оси тора А-волну, позволяет в зависимости от соотношения I_{oh}/I_d и направления распространения волны, (по току I_{oh} или против него) управляемо получать широкий класс профилей суммарного тока: полые, обостренные, обостренные с обратным током на периферии шнура, плоские и т.п. (рис.13). Сам по себе разряд с током омического нагрева на установке Р-0 при $q_z = 2\pi / (i_G + i_T) < 2$, где i_G - стеллараторный угол прокручивания, а i_T - токовый угол, сильно МГД-неустойчив, однако при введении в плазму ВЧ-мощности в режиме А-нагрева устойчивость его заметно улучшается. Наибольший эффект стабилизации низкочастотных МГД-колебаний наблюдается, когда ВЧ-поле бежит в сторону, соответствующую генерации тока увлечения в направлении обратном току омического нагрева [68, 71]. Этот эффект может быть объяснен двумя причинами: собственно динамической стабилизацией B_φ - компонентой ВЧ-поля [80], обострением профиля тока и



Р и с. 12. Осциллограммы генерируемого в плазме тока (а), удельного энергосодержания (б), вводимой в плазму мощности (в) и радиальное распределение плотности тока (г): 1 - плотность полного тока, 2 - симметричная составляющая тока, 3 - дипольная составляющая тока ($B_0 = 5,4 \text{ кГс}$, $t_0 = 0,2$, водород, $p = 1,5 \cdot 10^{-3}$ торр, "диамагнитная" ВЧ-волна, трансформатор омического нагрева выключен)

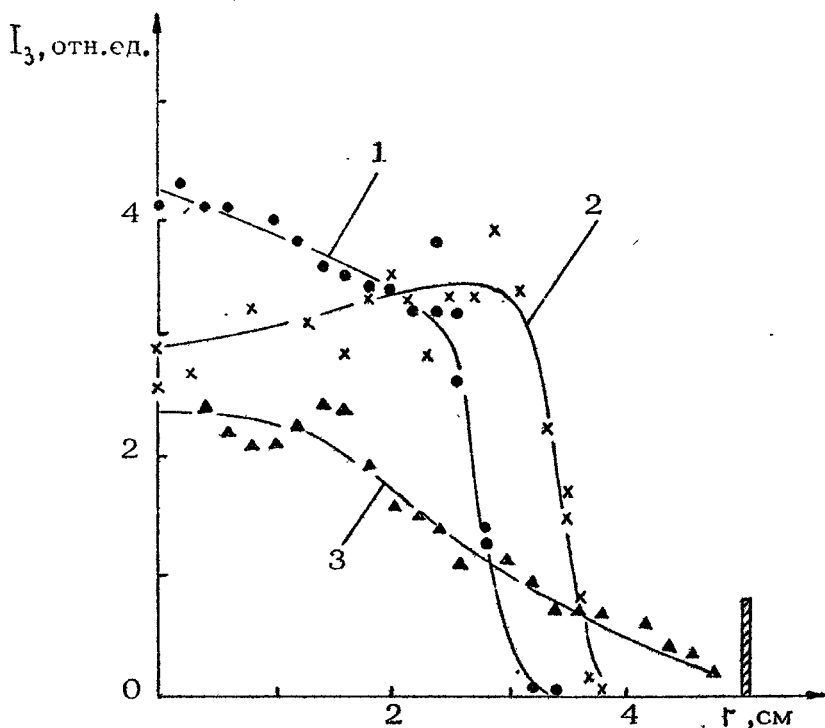


Р и с . 13. Радиальное распределение плотности продольного тока в омическом разряде при различных направлениях распространения ВЧ-волны ($\dot{t} = 0,2$, водород): 1 - стоячая волна, $\nu_0 = 4,7$ кГц, $j_0 = j(r=0) = 41$ А/см²; 2, 4 - "парамагнитная" волна, $\nu_0 = 6,2$ кГц, 2 - $j_0 = 40$ А/см², 4 - $j_0 = 12$ А/см²; 3, 5 - "диамагнитная" волна, $\nu_0 = 6,2$ кГц, 3 - $j_0 = 29$ А/см², 5 - $j_0 = 18$ А/см².

даже изменением его знака на периферии шнура вследствие возбуждения ВЧ-полем встречного тока увлечения.

4. Влияние на радиальный перенос

На установках Proto-Cleo и Н-Д после включения ВЧ-нагрева наблюдается повышенная скорость ухода частиц [9] и энергии [74] из плазменного шнура. Объяснение этому эффекту пока не дано. Исследование влияния направления распространения ВЧ-поля на радиальный перенос было проведено на установке Р-0 [13]. В этих экспериментах (рис.14) показано, что при вращении ВЧ-поля по малому



Р и с. 14. Радиальное распределение ионного тока насыщения на зонд при различном направлении вращения ВЧ-волны ($V_0 = 2$ кГс, $t_0 = 0,4$, водород, $p = 2,5 \cdot 10^{-3}$ торр):

1 - "диамагнитная" волна, $P_{ВЧ} = 250$ кВт;

2 - стоячая волна, $P_{ВЧ} = 290$ кВт;

3 - "парамагнитная" волна, $P_{ВЧ} = 320$ кВт

азимуту в сторону циклотронного вращения ионов наблюдается повышенный уход плазмы, градиент плотности значительно уменьшается и плазма выдрейфовывает даже за крайнюю магнитную поверхность. При обратном направлении вращения ВЧ-поля происходит резкое контрагирование разряда в пределах крайней магнитной поверхности, увеличивается градиент плотности, увеличивается общее энергетическое время жизни. Для стоячего ВЧ-поля граница плазмы занимает промежуточное положение. В экспериментах [9, 74] для А-нагрева использовалось стоячее ВЧ-поле, создаваемое ВЧ-кон-

туром, который был расположен на небольшом отрезке тора [74]. Возможно, в этих экспериментах возбуждалась в основном А-волна, вращающаяся в сторону циклотронного вращения ионов, что в соответствии с теорией (см. разд. III) и приводило к повышенному уходу. В экспериментах на токамаке Р-05 [70] А-нагрев, по крайней мере, не приводил к ухудшению энергетического времени жизни. Включение А-нагрева в режимах с омическим током на стеллараторах Р-0 и Г-02 [68, 73] приводило к заметному улучшению удержания плазмы, при этом происходило значительное уменьшение МГД-активности разряда. На стеллараторе Р-0 [71] в режимах без тока омического нагрева наблюдалась зависимость энергетического времени жизни от силы тока в ВЧ-контуре и вводимой в плазму мощности: до некоторого значения этих величин время жизни возрастало, а затем уменьшалось, при этом возрастали низкочастотные ($\omega < \Omega$) колебания, регистрируемые электрическим зондом. Уменьшение времени жизни происходило при вкладе мощности в кубический сантиметр плазмы $p \approx 10-15$ Вт/см³, когда уже возможно проявление нелинейных эффектов и возбуждение потенциальных микронеустойчивостей. Для крупных тороидальных ловушек требуемая удельная мощность не превышает 1 Вт/см³, и наблюдаемый эффект может не проявляться.

Однозначных экспериментов влияния А-нагрева на перенос в "спокойных" высокотемпературных токамачных режимах пока не проведено, но данные теории и некоторые эксперименты [13] указывают на возможность хорошего удержания плазмы при правильном выборе амплитуды и направления распространения А-волны.

5. Выведение примесей

В приведенных экспериментах частота ВЧ-поля в основном была значительно меньше циклотронной частоты ионов рабочего газа (водорода или дейтерия). Как показывают оценки, для крупных токамаков, а тем более для реактора, это условие будет заведомо выполняться. Но для частично ионизованных примесей частота нагревающего ВЧ-поля будет близка их циклотронной частоте, что открывает возможность прямой передачи энергии и импульса бегущей А-волны непосредственно примесям. Как показано, например, в работе [79], это может приводить к повышенному переносу при-

месей и очистке плазмы при определенном расположении зоны циклотронного поглощения (на внутреннем или внешнем обводе тороидального шнура) и направлении распространения волны. Исследования, экспериментально демонстрирующие явление выведения примесей из плазмы при А-нагреве, были проведены на стеллараторе Р-0 [70]. В разряд в виде дозируемой добавки (~5%) вводились гелий или азот. С приближением частоты генератора к циклотронной частоте HeII или NIII наблюдалось значительное (в 3-5 раз) уменьшение светимости линий этих ионов и их относительной концентрации в разряде. Концентрация ионов других сортов (OII, OIII, CIII и др.) при этом практически не менялась.

Выведение примесей наблюдалось на фоне интенсивного нагрева электронов плазмы без заметного ухудшения общего энергетического времени жизни. Точно механизм этого экспериментального явления пока не определен и адекватная модель, например [79], с ним не отождествлена. Само существование этого эффекта позволяет надеяться не только на быстрое выведение из периферии плазменных примесей, поступающих из стенок камеры ("ВЧ-дивертор"), но и на очистку термоядерной плазмы от гелиевой золы.

ВЫВОДЫ

1. Развитая теория и проведенные к настоящему времени эксперименты по нагреву плазмы в альфвеновском диапазоне частот подтверждают возможность эффективного (до 90 - 100%) введения ВЧ-мощности в плазму, что позволяет осуществлять нагрев плазмы до термоядерных температур в установках различного масштаба.

2. Такой метод нагрева позволяет передавать энергию электронам плазмы за счет затухания Ландау. При возбуждении бегущего ВЧ-поля генерируются токи увлечения, благодаря которым возможно создание стационарно действующей термоядерной установки.

3. Максимальное поглощение достигается в режиме "винтового" резонанса поглощения (режим возбуждения кинк-моды). При этом возможен выбор параметров плазмы, при которых оптимальное поглощение будет происходить, когда точка трансформации находится в центральной части плазмы.

4. Метод позволяет осуществлять профилированное по радиусу поглощение ВЧ-поля, благодаря которому возможно создание конфигураций с трубчатым и обратным токами. Такие токи могут обеспечить повышенную МГД-устойчивость плазмы в термоядерных установках.

5. Бегущее поле винтовой структуры позволяет воздействовать на диффузию плотности, а при циклотронном резонансе для низкоионизованных примесей позволяет выводить эти примеси из плазмы.

Л и т е р а т у р а

1. Demirkhanov R.A., Kirov A.G., Stotland M.A., Malikh N.I. - Plasma Phys., 1968, v.10, p.444.

2. Kirov A.G., Ruchko L.F., Sukachov A.V. e.a. - In: Proc. 9th Europ.Conf. on Contr.Fusion and Plasma Phys. Oxford, 1980, v.1, AP-9.

3. Kirov A.G., Ruchko L.F., Sukachov A.V. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.2, p.689.

4. Demirkhanov R.A., Kirov A.G., Losovsky S.N. e.a. - IAEA-CN-35/G7; In: Proc. 6th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion. Vienna, 1977, v.3, p.31.

5. Демирханов Р.А., Киров А.Г., Ильинский С.Е. и др. - Тр. Всесоюз. совещ. по ВЧ-методам нагрева (Бакуриани, 1980). Сухуми: СФТИ, 1981, с.44.

6. Демирханов Р.А., Киров А.Г., Ильинский С.Е. и др. Препринт-3. Сухуми: СФТИ, 1976.

7. Dikij A.G., Kalinichenko S.S., Kuznetsov Yu.K. - In: Proc. of 6th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., 1976. IAEA, Vienna 1977, v.2, p.129.

8. Obiki T., Mutoch T., Adachi S. e.a. - Phys. Rev.Lett., 1977, v.39, N13, p.812.

9. Goiovato S.N., Shohet J.L. - Phys.Fluids, 1978, v.21, N8, p.1421.

10. Bugmann C., de Chambrier A., Cheetham A.D. - In: Proc. 10th Europ.Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Moscow, 1981, v.1, H-4.

11. Witherspoon F.D., Prager S.C., Sprott J.C.-
In: 3rd Varenna-Grenoble Symp., 1982, v.1, p.197.
12. Bengston R.D. e.a. - Ibid, p.151.
13. Демирханов Р.А., Киров А.Г., Ручко Л.Ф.,
Сукачев А.В. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, №1, с.31.
14. Alfven A. - Nature, 1942, v.150, p.405.
15. Шафранов В.Д. - В кн.: Физика плазмы и проблема
управляемых термоядерных реакций. М.: Изд-во АН СССР,
1958, т.2, с.130.
16. Карплюк К.С., Колесниченко Я.И., Ораевский В.Н.-
Укр.физ.журн., 1968, т.13, №7, с.1071.
17. Gutkin T.I., Losovsky S.N., Boleslavskaya
G.I. - Nucl. Fusion, 1968, v.8, N1, p.109.
18. Demirkhanov R.A., Kirov A.G., Sidorov
V.P. e.a. - In: Proc. of 7th Intern. Conf. on Plasma
Phys. and Control. Fusion Res., 1978, IAEA, Vienna,
1979; v.2, p.373.
19. Шафранов В.Д. - ЖТФ, 1970, т.40, №2, с.241.
20. Михайловский Л.Б. Неустойчивости плазмы в маг-
нитных ловушках. М.: Атомиздат, 1978, с.152.
21. Лонгинов А.В., Степанов К.Н. - Препринт-72-1,
Харьков: ХФТИ, 1972.
22. Klima R., Longinov A.V., Stepanov K.N.-
Nucl. Fusion, 1975, v.15, p.1157.
23. Долгополов В.В., Степанов К.Н.- Ядерный синтез,
1965, т.5, №2, с.276.
24. Chen L., Hasegawa A. - Phys. Fluids,
1974, v.17, N7, p.1399.
25. Hasegawa A., Chen L. - Phys. Fluids,
1976, v.19, N12, p.1924.
26. Tataronis J.A., Grossmann W. - Nucl.
Fusion, 1976, v.16, N4, p.667.
27. Греков Д.Л., Каладзе Т.Д., Степанов К.Н. - Физика
плазмы, 1980, т.6, №2, с.319.
28. Греков Д.Л., Степанов К.Н., Татаронис Дж.А. - Фи-
зика плазмы, 1981, т.7, №4, с.752.
29. Елфимов А.Г. Препринт-3. Сухуми: СФТИ, 1979.
30. Елфимов А.Г. - Тр. Всесоюз. совещ. по ВЧ-методам
нагрева плазмы в торах. (Бакуриани, 1980). Сухуми: СФТИ,
1981, с.24.

31. Elfimov A.G. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.2, p.683.
32. Boordo O.S., Gorin V.V., Dmitrenko A.G., Elfimov A.G. - In: Proc. 10th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Moscow, 1981, v.I, H-10.
33. Бурдо О.С., Горин В.В., Дмитренко А.Г., Елфимов А.Г. - Физика плазмы, 1983, т.9, №4, с.697.
34. Appert K., Balet B., Gruber R. e.a. - In: Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. Vienna, 1980, IAEA, 1981, v.2, p.43; Appert K., Vaclavik J. - Switzerland preprint LRP 207/82. Lausanne (Suisse), 1982.
35. Ross D.W., Chen G.L., Mahajan S.M. - Phys. Fluids, 1982, v.25, N 4, p.652.
36. Демирханов Р.А., Елфимов А.Г., Киров А.Г. и др. - Вспр. атомной науки и техники. Термояд. синтез, 1982, в.2 (10), с.17.
37. Степанов К.Н. - ЖЭТФ, 1958, т.34, №5, с.1292.
38. Электродинамика плазмы./Под ред.Ахиезера А.И. М.: Наука, 1974, с.229.
39. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме, М.: Наука, с.117.
40. Дорохов В.В., Лозовский С.Н. - В кн.: Тр. Всесоюз. школы-конф. Харьков: ХФТИ, 1982, с.74.
41. Носова Л.Н., Тумаркин С.А. Таблицы обобщенных функций Эйри для асимптотического решения дифференциальных уравнений. М.: ВЦ АН СССР, 1961.
42. Karney C.F.F., Perkins F.W., Sun Y.-C. - Phys. Rev. Lett., 1979, v.42, N 24, p.1621.
43. Литвак А.Г. - Изв.вузов. Радиофизика, 1966, т.9, №4, с.629.
44. Fisch N.I., Karney C.F.F. - Phys.Fluids, 1979, v.22, N 9, p.1817.
45. Параил В.В., Переверзев Г.В. - Физика плазмы, 1982, т.8, №1, с.45.
46. Thonemann P.S., Cowhing W.T., Davenport P.A. - Nature, 1952, v.169, p.34.
47. Demirkhanov R.A., Khodyrev Yu.S., Leontjev N.I. - Nucl.Fusion Suppl. Part I, 1962, p.259.

48. Демирханов Р.А., Кадьш И.Я., Фурса И.С., Ходырев Ю.С. - ЖТФ, 1965, т.35, №2, с.212.
49. Wort D.J.H. - Plasma Physics, 1971, v.13, N 3, p.258.
50. Миллер М.А. - Изв.вузов. Радиофизика, 1958, т.1, №3, с.110.
51. Питаевский Л.П. - ЖЭТФ, 1960, т.39, №5, с.1450.
52. Klima R. - Plasma Phys., 1973, v.15, N 10, p.1031.
53. Klima R. - Czech. J. Phys., 1970, v.20, Section B, p.182.
54. Беликов В.С., Колесниченко Я.И., Плотник И.С. - Физика плазмы, 1982, т.8, №2, с.229.
55. Suzuki N. - In: Proc. 10th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Moscow, 1981, v.2, p.87.
56. Liu C.S., Muschietti L., Appert K. e.a. - Switzerland preprint LRP-175/80. Lausanne, 1980.
57. Аликаев В.В., Арсеньев Ю.И., Ильин В.И., Параил В.В. - Физика плазмы, 1981, т.7, №6, с.1282.
58. Boyd D.A., Stauffer F.T., Trivelpiece A.W. - Phys. Rev. Lett., 1976, v.37, N 2, p.98.
59. Belikov V.S., Kolesnichenko Ya.I., Plotnik I.S. - Nucl. Fusion, 1982, v.22, N 8, p.1559.
60. Захаров В.Е., Карпман В.И. - ЖЭТФ, 1962, т.43, №2, с.490.
61. Елфимов А.Г. - Физика плазмы, 1983, т.9, №4, с.845.
62. Дмитриева М.В., Комошвили К.Г., Миненко В.П. и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез, 1982, вып.2, с.10.
63. Elfimov A.G., Komoshvilli K.G., Minenko V.P., Sidorov V.P. - In: Proc. 10th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Moscow, 1981, v. 2, H-24, p.162.
64. Kolesnichenko Ya.I., Yavorsky V.A., Kirov A.G. e.a. - In: Proc. 9th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Res., Baltimore, 1982, CN-41/W-8.
65. Ehst D.A., Boley Ch.D., Evans K. - J. of Fusion Energy, 1982, v.2, p.83.

66. Demirkhanov R.A., Gutkin T.I., Kursanov Yu.V. e.a. - Nucl. Fusion, 1972, v.12, N 3, p.363.

67. Inone S., Itoh K. - Proc. 8th Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Res. Brussels, 1980, CN-38/Z-2.

68. Демирханов Р.А. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1973, т.17, №8, с.397.

69. Demirkhanov R.A. e.a. - In: Proc. 10th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Moscow, 1981, v.1, E-7.

70. Demirkhanov R.A. e.a. - In: Proc. 9th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Res. Baltimore, 1982, IAEA-CN-41/J-I-2.

71. Demirkhanov R.A. e.a. - In: Proc. 3d Workshop on Stellarators, Moscow, 1981.

72. Demirkhanov R.A. e.a. - In: Proc. 7th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Lausanne, 1975, p.148.

73. Demirkhanov R.A. e.a. - In: Proc. 8th Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Prague, 1977, v.1, p.155.

74. Uo K. e.a. - In: Proc. 6th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Res., Berchtesgaden, 1976, IAEA. Vienna, 1977, v.2, p.103.

75. Uo K. e.a. - In: Proc. 7th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nuclear Fusion Res., Innsbruck, 1978, IAEA, Vienna, 1979, v.2, p.323.

76. Швец О.М. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, №10, с.533.

77. Амелин В.З. и др. - В кн.: Докл. Всесоюз. конф. по инж. проблемам термояд. реакторов. Л., 1977, т.1, с.90.

78. Puri S. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.2, p.671.

79. Parks P.B. e.a. - Nucl. Fusion, 1980, v.20, N 1, p.27.

80. Sidorov V.P., Soldatenkov T.R. - Nucl. Fusion, 1972, v.12, N 1, p.73.

БЕЗЫНДУКЦИОННЫЕ МЕТОДЫ СОЗДАНИЯ ТОКА В ТОКАМАКЕ

В. В. Паранл

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы во многих странах мира интенсивно обсуждается вопрос о возможности использования токамаков для создания термоядерного реактора. Проведенные исследования показывают, что наиболее уязвимым местом в концепции токамака является цикличность его работы, связанная с использованием индукционного электрического поля для создания удерживающего плазму продольного тока: Цикличность токамака-реактора приводит, прежде всего, к появлению периодических колебаний температуры конструкций токамака (так называемой "термокачки"), что существенно снижает долговечность установки. Именно поэтому в последние годы широкое распространение получили как теоретические, так и экспериментальные исследования безындукционных методов поддержания тока в токамаках, краткому обзору которых и посвящена настоящая работа.

Качественно принцип создания тока безындукционными методами можно понять на следующей упрощенной модели. Пусть в плазму с плотностью n_e и температурой электронов T_e вводится поток частиц (или волн) с энергией $MV^2/2$ ($\hbar\omega$ для волн) и продольным импульсом $MV_{||}$ ($\hbar k_{||}$). Предположим, что эти частицы (волны) взаимодействуют только с электронами, так что в единицу времени резонансные электроны в единице объема поглощают N частиц (квантов). Следовательно, в единицу времени в единице объема

электроны получают суммарный импульс $\dot{P}_{\parallel} = M V_{\parallel} \dot{N}$ ($\hbar k_{\parallel} \dot{N}$). При этом внешний источник совершает работу $\dot{W} = M V_{\parallel}^2 \dot{N}$ ($\hbar \omega \dot{N}$). Приобретенный электронами импульс $m n_e u_{\parallel}$ (и связанный с ним электронный ток $J = -e n_e u_{\parallel}$ теряется при столкновениях резонансных электронов с ионами, так что баланс импульса определяется уравнением:

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{e}{m} M V_{\parallel} \dot{N} - \nu_{ei} (V_{PE3}) J, \quad (1)$$

где $\nu_{ei} (V_{PE3})$ - частота электрон-ионных столкновений, зависящая от скорости резонансных электронов. Поскольку удельный продольный импульс $\dot{P}_{\parallel} = M V_{\parallel} \dot{N}$ связан с удельной мощностью источника $P = \dot{W}$ соотношением $\dot{P}_{\parallel} = (P/V_{\parallel})$ ($\frac{k_{\parallel}}{\omega} \dot{P}$), то из уравнения (1) в стационаре непосредственно следует формула для эффективности генерации тока:

$$\eta \equiv \frac{J}{P} = \begin{cases} \frac{e}{m \nu_{ei} V_{PE3} V_{\parallel}} & \text{- для частиц,} \\ \frac{e k_{\parallel}}{m \nu_{ei} (V_{PE3}) \omega} & \text{- для волн.} \end{cases} \quad (2)$$

Аналогичным образом можно получить выражения для эффективности создания тока вихревым электрическим полем E_{θ} . Учитывая, что в этом случае $\dot{P}_{\parallel} = e n_e E_{\theta}$, а $\dot{W} = P = J E_{\theta} = e n_e E_{\theta} u_{\parallel}$, получим

$$\eta_E \equiv \left(\frac{J}{P} \right)_E = \frac{e}{m \nu_{ei} u_{\parallel}}, \quad (3)$$

где u_{\parallel} - токовая скорость электронов, ν_{ei} - частота столкновений по основной компоненте плазмы.

Уже из такого качественного рассмотрения можно получить представление о сравнительной характеристике того или иного метода создания тока. Прежде всего из формулы (2) следует, что эффективность любого из безындукционных методов создания тока обратно пропорциональна плотности плазмы $\eta \sim (\nu_{ei} V_{\parallel})^{-1} \sim (n_e V_{\parallel})^{-1}$, а величина V_{\parallel} задается внешним источником. Эффективность же индукционного метода не зависит от плотности плазмы, поскольку в токамаках величина $J = e n_e u_{\parallel}$ определяется из условия гидродинамической устойчивости и не зависит от плотности. Следовательно, $u_{\parallel} \sim n_e^{-1}$ и $\eta \sim (\nu_{ei} u_{\parallel})^{-1}$ также не зависит от n_e .

Рассмотрим теперь вопрос о зависимости η от отношения скорости частиц (волны) V_{\parallel} к тепловой скорости электронов $V_e = \sqrt{2T_e/m}$: $v = V_{\parallel}/V_e$. При $v < 1$ частота электрон-ионных столкновений определяется электронной темпера-

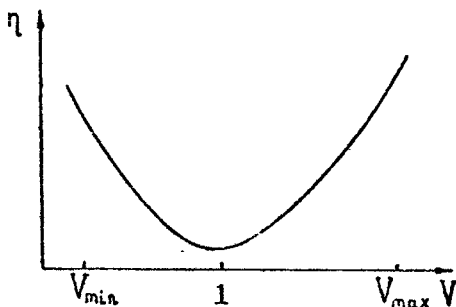
гурой и $\eta (v < 1) \sim v^{-1}$. При $v \gg 1$ $v_{ei} \sim v^{-3}$ и $\eta (v \gg 1) \sim v^2$. Зависимость $\eta(v)$ качественно изображена на рис. 1, откуда следует, что наиболее выгодным являются два диапазона: $v \ll 1$ и $v \gg 1$. Существуют естественные ограничения на v_{\min} и v_{\max} ; ясно, что $v_{\max} \leq c/V_e$, а $v_{\min} \geq 4V_i/V_e \sim 10^{-1}$ (при нарушении последнего условия начинается сильное взаимодействие внешнего источника с ионами, что сопровождается резким снижением эффективности генерации тока). Если записать выражение для отношения эффективностей методов с $v < 1$ и $v > 1$, то получим

$$I \approx \frac{\eta(v_{\min})}{\eta(v_{\max})} \approx (v_{\min} v_{\max}^2)^{-1}. \quad (4)$$

Если в выражение (4) подставить $v_{\min} \approx 4V_i/V_e = 10^{-1}$, а $v_{\max} = c/V_e$, то получим

$$I \approx \frac{V_e^2}{c^2} \cdot 10^{-1}. \quad (5)$$

Отсюда следует, что при $T_e \leq 10$ кэВ более эффективны методы, использующие фазовые скорости больше тепловой электронной.



Р и с. 1. Зависимость эффективности генерации тока от отношения $v = V_{\text{н}} / V_e$

Необходимо, конечно, помнить, что полученные соотношения носят чисто качественный характер. Каждый конкретный метод генерации тока обладает целым рядом характерных особенностей, так или иначе влияющих на его эффективность, так что окончательный ответ на вопрос о сравнительной эффективности различных методов может быть дан лишь после детального рассмотрения. Обзор полученных к настоящему времени результатов по конкретным методам генерации тока изложен ниже. Однако прежде чем переходить к такому описанию, необ-

ходимо отметить следующее. Строгое изложение теоретических методов исследования эффективности генерации тока, как правило использующих кинетическое описание плазмы, выходит за рамки настоящего обзора. Ниже везде по мере возможности используется упрощенное гидродинамическое описание плазмы.

II. ТЕОРИЯ БЕЗЫНДУКЦИОННЫХ МЕТОДОВ ПОДДЕРЖАНИЯ ТОКА

1. Инжекция быстрых атомов

Идея использования инжекции пучков нейтральных атомов для создания в токамаке стационарного тока была впервые высказана в работе [1] и качественно может быть прослежена на гидродинамической модели. Рассмотрим плазму, состоящую из электронов с плотностью n_e и температурой T_e и ионов с зарядом z ($zn_i = n_e$), массой M_i и температурой T_i . Предположим, что в плазму инжектируется пучок ионов с z_B , n_B (причем $z_B^2 n_B \ll z^2 n_i$) и M_B , обладающий продольной направленной скоростью u_B . Запишем гидродинамическую систему уравнений движения частиц вдоль внешнего магнитного поля B ($\vec{B} \parallel \vec{z}$):

$$n_e m \frac{dV_{ze}}{dt} = -\nu_{eB} n_e m (V_{ze} - u_B) - \nu_{ei} n_e m (V_{ze} - V_{zi}); \quad (6)$$

$$n_i M \frac{dV_{zi}}{dt} = \nu_{ei} n_e m (V_{ze} - V_{zi}) - \nu_{iB} n_i \tilde{M} (V_{zi} - u_B) - M \mu_L V_{zi}; \quad (7)$$

$$M_B \frac{d}{dt} n_B u_B = F + \nu_{eB} n_e m (V_{ze} - u_B) + \nu_{iB} n_i \tilde{M} (V_{zi} - u_B), \quad (8)$$

где $\nu_{ei} = \langle \sigma_{ei} V_e \rangle n_i$, $\nu_{eB} = \langle \sigma_{eB} V_e \rangle n_B$, $\nu_{iB} = \langle \sigma_{iB}(u_B) \times u_B \rangle n_B$, $\tilde{M} = M n_B / (M + M_B)$, μ_L — поперечная ионная вязкость. Внешняя сила F в уравнении (8) связана с удельной мощностью источника ρ : $\rho = F u_B$. Отметим сразу, что сила трения частиц пучка об ионы плазмы зависит от скорости пучка и при $u_B \gg V_L$ $\nu_{iB} \sim u_B^{-3}$ (величина ν_{eB} , конечно, тоже зависит от скорости пучка, однако, поскольку обычно $u_B \ll V_e$, эта зависимость более слабая).

В стационарном случае сумма трех уравнений движения даст выражение для скорости вращения ионной

компоненты плазмы вдоль магнитного поля:

$$V_{zi} = F / \mu_i M. \quad (9)$$

Величина этой скорости (вообще говоря, являющаяся важной характеристикой состояния плазмы) практически не влияет на величину тока. Ниже будет показано, что максимум эффективности генерации тока достигается при выполнении условия $u_B \gg V_i$. С учетом этого неравенства и условия $x_B^2 n_B \ll z^2 n_i$ из (6)–(8) получаем

$$n_e (V_{ze} - V_{zi}) \approx v_{eB} n_e u_B / v_{ei}, \quad (10)$$

откуда для плотности тока следует:

$$J = z_B e n_B u_B - e n_e (V_{ze} - V_{zi}) \approx z_B e n_B u_B (1 - z_B / z_i). \quad (11)$$

Из уравнения (8), выражая u_B через ρ с учетом неравенства $u_B \gg V_{ze} V_{zi}$, получаем окончательно

$$\eta_{инж} = |J| / \rho = z_B e |1 - z_B / z_i| / u_B \left[\langle \sigma_{eB} V_e \rangle n_e m + \langle \sigma_{iB} (u_B) u_B \rangle n_i \tilde{M} \right]. \quad (12)$$

Отличие формулы (12) от (2) определяется двумя факторами: во-первых, частицы пучка сталкиваются не только с электронами, но и с ионами (такие столкновения, как уже говорилось выше, приводят к уменьшению эффективности генерации тока) – в результате в знаменателе (12) появляется сумма частот столкновений $v_{eB} + v_{iB}$; во-вторых, частицы пучка также переносят ток, поэтому полный ток определяется разностью тока электронов и пучка, что приводит к появлению "резонансной" зависимости $\eta_{инж} \sim |1 - z_B / z_i|$. Обращение в ноль полного тока при $z_B = z_i$ сразу следует из уравнения (6) с учетом равенства $\langle \sigma_{ei} V_e \rangle = \langle \sigma_{eB} V_e \rangle$ (при этом ионы пучка и плазмы "неразличимы" для электронов).

Рассмотрим прежде всего зависимость (12) от скорости пучка u_B . Анализ показывает, что $\eta_{инж}$ достигает максимума при $u_B / V_i = (M/m)^{1/5}$, так что при $T_i \approx 10$ кэВ оптимальная энергия пучка $E_B \approx 100$ кэВ.

Более строгий и детальный анализ зависимости $\eta_{инж}$ от параметров пучка и плазмы стал возможен после появления целого ряда теоретических работ [2–7], учитывающих различные кинетические эффекты. Прежде всего [2] кинетическое описание позволило уточнить численные коэффициенты в формуле (12). Затем было подробно проанализировано влия-

ние конечной скорости частиц пучка на "резонансный" член $1 - \epsilon_{e\beta} z_i / \epsilon_{ei} z_\beta$. Дело в том [3], что, поскольку $E_\beta \gg T_i$, сечение рассеяния электронов на ионах плазмы и пучка огли-чается на фактор масштаба $(u_\beta / V_e)^2 < 1$, т.е. $\epsilon_{e\beta} z_i^2 / \epsilon_{ei} z_\beta^2 \approx 1 - \alpha (u_\beta / V_e)^2$, где α - численный коэффициент порядка еди-ницы [3]. И наконец была подробно проанализирована зави-симость $\eta_{инж}$ от тороидальных эффектов [2,4-6], приво-дящих к появлению в плазме токамака не переносящих ток запертых частиц (в банановом режиме количество таких час-тиц $n_z \approx \sqrt{\epsilon} n_e$). В рассматриваемом процессе качествен-но роль таких частиц сводится к уменьшению подвижности электронного газа как целого. Поэтому при $z_\beta = z_i$ электро-ны "не успевают" скомпенсировать ток пучка и "резонансный" член $1 - z_\beta / z_i$ заменяется на $1 - (z_\beta / z_i)(1 - \sqrt{\epsilon})$.

В настоящее время общепринятым является следующее выражение для эффективности генерации тока инжской пуч-ков нейтральных атомов [4]:

$$\bar{\eta}_{инж} = \frac{I}{\rho} \approx \frac{\tau_s u_\beta z_\beta}{2\pi R(1+\alpha^3)\epsilon_0} \left(1 - \frac{z_\beta}{z_i} + 1,4\sqrt{\epsilon} A \frac{z_\beta}{z_i} \right), \quad (13)$$

где $\tau_s = 3mV_e^3 M_\beta / 16\sqrt{\pi} e^4 z_\beta^2 n_e \ln \Lambda$, $\alpha^3 = 0,75\sqrt{\pi} mV_e^3 \times$
 $\times \left(\sum_i n_i z_i^2 / n_e M_i \right) / u_\beta^3$, $\epsilon_0 = M_\beta u_\beta^2 / 2$, $A = A(z_i) \sim 1$.

Формула (13) дает приемлемую (с точки зрения эконо-мичности реактора) эффективность генерации тока. Суще-ствует, однако, несколько факторов, не позволяющих в настоя-щее время сделать окончательный вывод о перспективности этого метода для создания тока в крупномасштабных тока-маках-реакторах. Прежде всего это проблема создания мощ-ных пучков нейтральных атомов с энергиями масштаба не-скольких сотен килоэлектронвольт. Ограничение снизу на энергию пучка вносит прежде всего не условие максимума эффективности генерации тока, а условие возможности транс-портировки пучка к центральной области плазменного шнура. Правда, здесь (как и в некоторых других методах генера-ции) можно попытаться создать скинированный профиль тока. Согласно теоретическим расчетам [8] такой ток устойчив относительно раскачки, по крайней мере идеальных МГД-неустойчивостей.

Следующей проблемой является появляющаяся при инжекции пучков ионов раскрутка плазмы по большому обходу тора, которая может привести к возникновению неустойчивостей баллонного типа, ограничивающих предельное давление плазмы. Для подавления такой "раскрутки" был предложен метод "встречных пучков", суть которого заключается в следующем. Основной пучок (с большей энергией) взаимодействует в основном с электронами, создавая ток. Встречный пучок (т.е. пучок с противоположным направлением продольного импульса) обладает меньшей энергией и взаимодействует в основном с ионами, компенсируя вызванную основным пучком раскрутку плазмы. Основной недостаток этого метода связан с трудностью создания близких радиальных распределений энерговыделения встречных пучков, в противном случае скорость вращения плазмы будет сильно меняться по радиусу, что может еще более ухудшить устойчивость системы. Приведенные недавно расчеты показали, что, используя пучок с близкими энергиями, принципиально можно добиться разумного профиля тока и вращения плазмы, однако энергии пучков для токамака-реактора оказываются на уровне мегаэлектронвольт.

2. Колебания с фазовой скоростью, большей тепловой скорости электронов ($\frac{\omega}{k_{\parallel}} > V_e$)

К ВЧ-колебаниям этого диапазона относятся быстрые магнитоэвковые волны с законом дисперсии

$$\omega = k V_A = k \frac{B}{\sqrt{4\pi n_e M}}, \quad \omega > \omega_{B1} = \alpha_1 e B / M_1 c \quad (14)$$

и замагниченные ленгмюровские колебания

$$\omega \approx \omega_{pe} \frac{k_{\parallel}}{k}, \quad \omega^2 > \omega_{H\Gamma}^2 = \omega_{pe}^2 \omega_{Be}^2 / (\omega_{Be}^2 + \omega_{pe}^2). \quad (15)$$

Идея использования быстрых волн для поддержания тока была впервые описана в работах [9, 10]. Как уже говорилось выше, основным преимуществом этого метода является то, что продольный импульс волны за счет бесстолкновительного затухания Ландау передается надтепловым резонансным электронам, для которых частота столкновений с ионами относительно мала (по этой причине метод генерации

рации тока не должен также приходить к сильной "раскрутке" плазмы). Поскольку затухание Ландау – эффект кинетический, то и задача генерации тока быстрыми волнами должна рассматриваться кинетически.

Рассмотрим упрощенное одномерное (в пространстве скоростей) кинетическое уравнение для резонансных электронов^{*}. В предположении $V_{рез} > V_e$ оно может быть написано следующим образом:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \frac{e E_0}{m} \frac{\partial f_e}{\partial V_{||}} = \frac{\partial}{\partial V_{||}} v_e \frac{V_e^3}{V_{||}^3} \left(V_{||} f_e + \frac{V_e^2}{2} \frac{\partial f_e}{\partial V_{||}} \right) + \pi \frac{e^2}{m^2} \times \\ \times \frac{\partial}{\partial V_{||}} \int d\vec{k} |E_{||}|_{\vec{k}}^2 \delta(\omega - k_{||} V_{||}) \frac{\partial f_e}{\partial V_{||}}, \quad (16)$$

где E_0 – внешнее индукционное электрическое поле, $v_e = \omega_{pe}^4 \lambda \Lambda / \pi n_e V_e^3$ – частота электрон-ионных столкновений, $W_{\vec{k}} = (|E_{||}|_{\vec{k}}^2 / 4\pi) (\omega_{pe}^2 / \omega^2)$ – спектральная плотность энергии ВЧ-колебаний. Уравнение (16) записано в предположении применимости квазилинейной теории для ВЧ-колебаний, что справедливо при условии достаточной ширины спектра колебаний $\Delta \frac{\omega}{k_{||}} > \frac{e E_0}{m \omega}$. Как правило, в условиях реального эксперимента это условие выполнено с большим запасом. Предположим, что внешний источник возбуждает в плазме спектр колебаний:

$$W_{\vec{k}} = \begin{cases} W_0 & \text{при } V_1 \leq \frac{\omega}{k_{||}} \leq V_2, \\ 0 & \text{при } \frac{\omega}{k_{||}} < V_1, \frac{\omega}{k_{||}} > V_2. \end{cases} \quad (17)$$

В этом случае в отсутствие вихревого электрического поля нетрудно получить стационарное решение уравнения (16). В области $V_{||} < V_1$, $V_{||} > V_2$ это максвелловская функция, а в области $V_1 \leq V_{||} \leq V_2$

$$f_e = C \exp \left[- \int_{-V_1}^V v_e V_e^3 dV' / V'^2 \left(v_e \frac{V_e^5}{2 V'^3} + \frac{\pi \omega^2 W_0}{m n_e V'} \right) \right]. \quad (18)$$

^{*} Следует отметить, что, вообще говоря, коэффициент квазилинейной диффузии может зависеть от поперечной энергии резонансных частиц. Этот вопрос будет подробно рассмотрен ниже.

Константы интегрирования находятся из условия непрерывности f_e в точках V_1 , V_2 и сохранения полного числа частиц $\int_{-\infty}^{\infty} f_e dV_{||} = n_e$. При выполнении условия $\pi\omega^2 W_0 / \pi n_e \gg \nu_e (V^5 / 2V_1^2)$ в области $V_1 \leq V_{||} \leq V_2$ f_e близка к плато (рис.2), так что генерируемый ток легко получить из

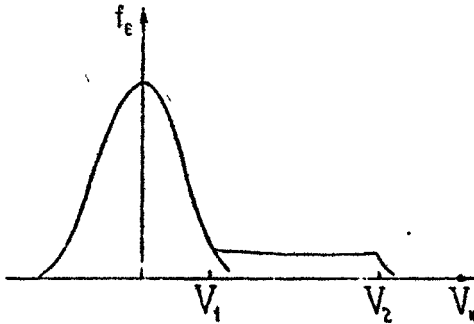
$$J = -e \int_{-\infty}^{\infty} V_{||} f_e dV_{||} \approx -\frac{en_e}{\sqrt{\pi}} V_e (V_2^2 - V_1^2) e^{-V_1^2/V_e^2}. \quad (19)$$

Мощность, затрачиваемая внешним источником на создание такого тока, определяется электронными столкновениями, создающими поток энергий из области плато в область тепловых электронов:

$$P \approx \int_{-\infty}^{\infty} \frac{mV_{||}^2}{2} dV_{||} \nu_e \frac{V_e^3}{V_{||}^2} (f_e - f_M) \approx \frac{n_e m \nu_e}{\sqrt{\pi}} V_e^3 \ln \frac{V_2}{V_1} e^{-V_1^2/V_e^2}, \quad (20)$$

откуда для эффективности генерации тока получаем

$$\eta_{нг} \approx e(V_2^2 - V_1^2) / m \nu_e V_e^3 \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (21)$$



Р и с. 2. Деформация электронной функции распределения при квазилинейном взаимодействии с колебаниями в области $V_{||} \gg V_e$

Последующие теоретические исследования сводились в основном к уточнению зависимости (21). Прежде всего с помощью численных методов [11] было подробно проанализировано влияние двумерности столкновений на величину η в линейном по $St_{e\epsilon}$ приближении (при этом учитываются лишь столкновения быстрых резонансных электронов с основной электронной компонентой, которая предполагается максвелловской). В работе [12] аналитически и численно исслед-

довалось влияние интегральных поправок к электрон-электронному $\int \dot{t}$ -члену. К настоящему времени общепринятым считается следующее выражение для эффективности генерации тока замагниченными ленгмюровскими волнами с $\omega/k_{\parallel} \gg V_e$:

$$\eta_{\text{нг}} = \frac{3,4}{2+z_i} \frac{V_2^2 - V_1^2}{2 \ln(V_2/V_1)} \frac{e}{m \nu_s V_e^3} \quad (22)$$

Здесь

$$\nu_s = \frac{\omega_{pe}^4 \rho_n \Lambda}{\pi n_e V_e^3}$$

Остановимся теперь кратко на основных особенностях ленгмюровских и быстрых магнитозвуковых волн (БМЗ). Замагниченные ленгмюровские (нижегибридные - НГ) колебания обычно вводят в плазму с помощью системы сфазированных волноводов ("триллонов"), возбуждающей на границе плазмы продольное электрическое поле. Условие проникновения таких волн в глубь плазмы (так называемое условие Стюкса-Голанта) имеет вид

$$k_{\text{мин}} c / \omega = \sqrt{1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{be}^2} \quad (23)$$

Это условие ограничивает эффективность создания тока НГ-волнами, поскольку $\eta \sim V_2^2 \sim \omega^2 / k_{\text{мин}}^2$. Для БМЗ-волн такого ограничения нет, поэтому их эффективность в фактор $1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{be}^2$ должна быть больше эффективности НГ-волн. Кроме того, БМЗ-волны обладают еще одним преимуществом по сравнению с НГ-волнами. Именно [13] для БМЗ-волн коэффициент квазилинейной диффузии пропорционален поперечной энергии частиц, т.е. БМЗ-волна с заданной продольной фазовой скоростью ω/k_{\parallel} преимущественно взаимодействует с электронами с большими поперечными энергиями, для которых частота столкновений меньше. Следовательно, эффективность генерации тока БМЗ-волнами может быть еще в несколько раз выше, чем описываемая (22) эффективность НГ-волн. Правда, БМЗ-волны с $\omega/k_{\parallel} > V_e$ обладают одним существенным недостатком по сравнению с НГ-волнами. Дело в том, что декремент их затухания даже в токамаке реакторных параметров настолько мал, что волна не поглощается за один проход по тору, так что значительная часть их энергии может уходить либо в стенки камеры, либо передаваться нерезонансным электронам периферии за счет столкновений.

Этот вопрос, однако, до настоящего времени подробно не анализировали.

И наконец, рассмотрим механизм ограничения тока надтепловых электронов, связанный с возбуждением так называемой "веерной" неустойчивости [14,15]. Появление на электронной функции распределения одномерного плато (т.е. участка с $|\partial f_e / \partial V_{\perp}| \gg |\partial f_e / \partial V_{\parallel}|$) может привести к возбуждению в плазме замагниченных ленгмюровских колебаний с частотой $\omega \lesssim \omega_{pe}$, для которых область аномального доплеровского резонанса $V_D = (\omega + \omega_{pe}) / k_{\parallel} < V_2$, а область черенковского резонанса (стабилизирующей неустойчивости) $V_2 = \omega / k_{\perp} > V_1$. Развитие этой неустойчивости приводит к двум основным эффектам. В области доплеровского резонанса квазилинейное взаимодействие с волнами приводит к почти упругому развороту частиц в пространстве скоростей, т.е. к увеличению их поперечной и уменьшению продольной энергий. Это, естественно, снижает эффективность генерации тока, поскольку величина предельной скорости V_2 , входящая в выражение (21), теперь определяется не границей спектра ВЧ-волн, а условием $V_2 \sim V_D$. С другой стороны, такая неустойчивость в ряде случаев помогает генерации тока. Действительно, предположим, что спектр ВЧ-колебаний, возбуждаемых внешним источником, начинается со скорости V_1 настолько большой, что плотность тока $J \sim e n v (-V_1^2 / V_e^2)$ недостаточна для удержания плазмы. Если тем не менее такой спектр создает достаточно длинное (т.е. необходимое для развития неустойчивости) плато, то веерная неустойчивость как бы уширяет спектр ВЧ-колебаний в область меньших фазовых скоростей (в область черенковского резонанса). Последовательность событий в таком процессе следующая. Неустойчивость в области V_D увеличивает поперечную энергию частиц и уменьшает продольную, одновременно генерируя колебания с меньшей продольной фазовой скоростью $V_{z1} \sim V_L \ll V_D$. На такую же ординату тратится энергия ВЧ-колебаний с $\omega / k_{\parallel} \sim V_D$, т.е. происходит как бы перекачка энергии из области $\omega / k_{\parallel} \sim V_D$ в область $\omega / k_{\parallel} \sim V_L \ll V_D$.

И наконец отметим, что в термоядерной плазме веерная неустойчивость не должна появляться из-за узости спектра ВЧ-колебаний. Действительно, предельная скорость плато $V_2 \leq c$, а $V_1 \geq 3V_e$ откуда $(V_2 / V_1)_T \leq c / 3V_e$. При $T_e = 10$ кэВ $(V_2 / V_1)_T \leq 5/3$, а для воз-

буждения веерной неустойчивости требуется неравенство

$$\left(\frac{V_2}{V_1}\right)_K > 1 + \frac{\omega_{pe}}{\omega_{pe}} > \left(\frac{V_2}{V_1}\right)_T$$

3. Колебания с $\omega/k_{\parallel} < V_e$

К этому диапазону относятся прежде всего альфвеновские волны с $\omega = k_{\perp} V_A \ll \omega_{Bi}$ и БМЗ-волны с большим продольным замедлением. Характерной особенностью альфвеновских волн в неоднородной плазме является наличие у них области трансформации, где продольная фазовая скорость совпадает с локальной альфвеновской $\omega = k_{\parallel} V_A(\tau_0)$. Между областью трансформации и периферией плазмы локализована область непрозрачности, а вглубь от области трансформации альфвеновская волна распространяется в виде коротковолновой (с $k_{\perp} V_i / \omega_{Bi} \gg 1$) плазменной волны.

Аналитические и численные расчеты [16] показывают, что такая волна передает практически всю свою энергию резонансным электронам за счет черенковского механизма затухания. Эффективность генерации тока будет определяться формулой (2) с $\omega/k_{\parallel} = V_A(\tau_0)$:

$$\eta_A = \frac{e}{m v_{ei} V_A} \sim \frac{T_e^{3/2}}{\sqrt{n_e} B} \quad (24)$$

Проведенный в работе [16] строгий анализ дает следующее выражение для интегральной эффективности:

$$\bar{\eta}_A = \frac{I(A)}{\rho(\text{Вт})} \cdot 10 \frac{\sqrt{M_i/M_p}}{z_{\text{эф}} \ln \Lambda} \frac{\sqrt{n_{13}^*} T_e^{3/2} (\text{кэВ})}{\langle n_{13} \rangle R(\text{м}) B(\text{Т})} \quad (25)$$

где $\langle n_{13} \rangle$ — среднее по сечению плазмы значение плотности и n_{13}^* — значение плотности в зоне резонанса, измеренные в единицах 10^{13} см^{-3} .

Выше уже говорилось, что эффективность генерации тока увеличивается с уменьшением фазовой скорости волны, важно лишь не перейти неравенства $\omega/k_{\parallel} \geq 4 V_i$. Поскольку для альфвеновских волн $\omega/k_{\parallel} = V_A$, то

$$\frac{\omega}{k_{\parallel} V_i} = \frac{V_A}{V_i} = \sqrt{\frac{B}{8\pi n_e T_e}} \geq \frac{1}{\beta} \quad (26)$$

Даже для термоядерной плазмы с $\beta \sim 4\%$ отношение $\omega/k_{\parallel} V_e \geq 5$, так что можно не опасаться большой бесстолкновительной диссипации энергии на ионах. Однако, с другой стороны, из выражений (25) и (26) следует, что эффективность генерации тока в современных токамаках из-за зависимости $\eta_A \sim T_e^{3/2}$ может быть гораздо ниже эффективности поддержания тока волнами с $\omega/k_{\parallel} \gg V_e$.

Так же, как и в случае $\omega/k_{\parallel} > V_e$, БМЗ-волны с $\omega/k_{\parallel} < V_e$ более эффективно взаимодействуют с электронами, имеющими большую поперечную энергию. Однако в данном случае это свойство может стать недостатком, а не преимуществом. Дело в том, что при $\omega/k_{\parallel} > V_e$ значительная ($> \sqrt{\epsilon}$) часть импульса волн передается поперечно запертым (банановым) частицам. Такие частицы не переносят тока и взаимодействие с ними лишь снижает эффективность генерации. Ясно, что преимущественное взаимодействие волны с электронами, обладающими поперечной энергией, при $\omega/k_{\parallel} < V_e$ еще больше увеличивает долю энергии, передаваемой запертым электронам. К сожалению, вопрос об эффективности генерации тока БМЗ-волнами до сих пор практически не рассматривался.

4. Циклотронные колебания

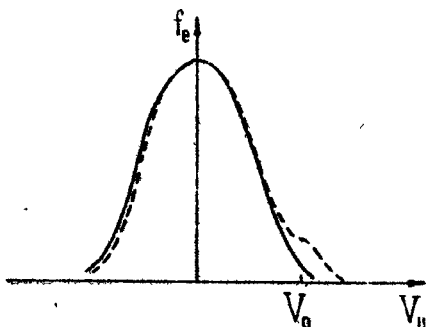
Циклотронные волны обладают сравнительно малым продольным импульсом (для электронно-циклотронных — ЭЦ-волн, например, $\omega/k_{\parallel} > c$), и рассмотренный выше прямой механизм создания тока за счет передачи частицам импульса волны гораздо менее эффективен, чем в случае сильно замедленных волн. В этой связи можно лишь упомянуть идею Дж. Доусона [17] о возможности создания тока при анизотропном поглощении камерой токамака синхротронного излучения плазмы. Если предположить, что стенки камеры токамака поглощают только волны с $k_{\parallel} < 0$, а волны с $k_{\parallel} > 0$ отражаются от стенки без изменения продольного импульса и поглощаются плазмой, то электроны плазмы должны ускоряться в положительном направлении, создавая продольный ток. Численные расчеты показали, однако, что таким способом можно создать необходимый для удержания плазмы ток лишь в крупномасштабных реакторах с $T_e > 30$ кэВ и размерами больше ИТРОра.

В работе [18] была высказана идея создания тока ЭЦ-волнами без использования продольного импульса волн. Идея метода заключается в следующем (рис. 3). Предположим, что ЭЦ-волны резонансно взаимодействуют лишь с теми электронами, у которых $V_{||} > 0$, увеличивая только их поперечную энергию (т.е. суммарный продольный импульс, передаваемый волнами частицам, равен нулю). Пусть в единицу времени в единице объема ЭЦ-волны диссипируют энергию ρ . Эту энергию получают электроны с $V_{||} > 0$, так что в среднем эти электроны будут иметь большую температуру, чем электроны с $V_{||} < 0$:

$$\frac{d}{dt} \Delta T_e = \rho - \nu_{ei}(\bar{T}_e) n_e (T_e^+ - T_e^-), \quad (27)$$

где $T_e^+ = T_e(V_z > 0)$, $T_e^- = T_e(V_z < 0)$, $\Delta T_e = T_e^+ - T_e^-$,

$$\bar{T}_e = \frac{T_e^+ + T_e^-}{2}, \quad \frac{\Delta T_e}{\bar{T}_e} \ll 1.$$



Р и с. 3. Электронная функция распределения при несимметричном ЭЦ-нагреве

Запишем еще продольную компоненту уравнения движения для электронов. С учетом того, что суммарная сила, действующая на электроны, равна нулю, получим

$$0 = m \nu_{ei} (T_e^+) \overline{n_e u^+} - \nu_{ei} (T_e^-) m \overline{n_e u^-}, \quad (28)$$

где $\overline{n_e u^+}$ — средний продольный импульс электронов с $V_z > 0$, $\overline{n_e u^-}$ — средний продольный импульс электронов с $V_z < 0$. Суммарный продольный ток равен

$$J = -e(\overline{n_e u^+} - \overline{n_e u^-}) = e n_e u^+ \left[1 - \frac{\nu_{ei}(T_e^-)}{\nu_{ei}(T_e^+)} \right]. \quad (29)$$

Используя стационарное решение уравнения (27) и очевидное соотношение $\overline{n_e u^+} \approx n_e V_0$, получим из выражения (29)

$$J \approx \frac{e n_e V_e}{v_{ei}} \left| \frac{d\chi_{ei}}{dT_e} \right| \Delta T_e \approx \frac{e^2 P}{m v_{ei} V_e}, \quad (30)$$

т.е. формулу, аналогичную (2).

Как следует из выражения (29), эффект создания тока при асимметричном нагреве электронов является следствием зависимости частоты электрон-ионных столкновений от энергии и в этом смысле аналогичен термосиле. Более строгое кинетическое рассмотрение этого эффекта [19] приводит к следующей формуле для эффективности создания тока

$$\eta_{эц} \approx \frac{e}{m v_{ei}} \cdot \frac{V_0^2}{V_e^3} \cdot \frac{5,1}{5 + z_i}, \quad (31)$$

где V_0 — продольная скорость резонансных электронов ($V_0 = (\omega - \omega_{Be}) / k_{||}$), взаимодействующих с ЭЦ-волной. Из формулы (31) следует, что эффективность ЭЦ-метода генерации тока при $V_0 \gg V_e$ ненамного ниже эффективности генерации тока для нижнегибридных волн. Однако следует отметить одно принципиальное ограничение, отличающее ЭЦ-волны от НГ-волн. Для НГ-волн квазилинейная диффузия приводит к образованию плато на электронной функции распределения по продольной скорости. Такое решение является стационарным. В случае же использования ЭЦ-волн резонансные электроны свободно ускоряются в поперечном направлении в пространстве скоростей вплоть до релятивистских энергий. Это может привести к появлению в системе большого количества энергичных локально запертых электронов и последующему уходу их из системы.

Описанный выше недостаток отсутствует для ионных циклотронных волн, поскольку для не слишком энергичных ионов убежание в область больших V_{\perp} стабилизируется ион-электронными столкновениями, не зависящими от энергии ионов вплоть до $E_i \approx M_i T_e / m$. Максимальная эффективность генерации тока достигается в случае использования схемы нагрева малой добавки ионов. Как в случае использования инъекции нейтральных атомов, суммарный ток определяется разностью тока ионов малой добавки и электронов, так что для эффективности генерации тока получается следующее выражение [20]:

$$\eta_{иц} = \frac{3}{2} \frac{z_e e |1 - z_s / \lambda_c|}{M_s \alpha} \frac{M_i / M_s}{4 + M_i / M_s} V_0^2 \quad (32)$$

при $\frac{4}{3} \frac{1}{\sqrt{\pi} z_i} \frac{M_i}{m} \left(\frac{V_0^{\max}}{V_e} \right)^3 \ll 1 + \frac{1}{3} \frac{M_i}{M_s}$. При $V_0 > V_0^{\max}$ $\rho_{\text{иц}}$ падает как V_0^{-4} , $\alpha = 2\pi R_n \Delta e^4 z_s z_i n_e / M_s^2$, индексом s отмечены ионы добавки. Выражение (32) получено без учета тороидальных эффектов.

В реакторах в качестве малой добавки ионов могут быть использованы энергичные α -частицы. Подробно этот вопрос рассмотрен в работе [21].

Попадание части электронов при ЭЦ-нагреве в область запертости приводит к появлению еще одного интересного механизма генерации тока [22,23]. Предположим снова, что ЭЦ-волны увеличивают поперечную энергию лишь тех электронов, для которых $V_{\parallel} > 0$. Согласно (27) электроны с $V_{\parallel} > 0$ будут иметь поперечную температуру больше, чем продольную, так что $(T_{\perp} - T_{\parallel})/T = \Delta T_e / T_e \approx \rho / v_{ei} n_e T_e$. Часть электронов при этом переходит в область захвата и теряет свой продольный импульс при отражении от магнитной пробки. В банановом режиме количество таких дополнительно образующихся захваченных частиц

$$\Delta n_z \approx \sqrt{\epsilon} n_e \frac{\Delta T_e}{T_e} \approx \sqrt{\epsilon} n_e \frac{\rho}{v_{ei} n_e T_e} \quad (33)$$

Поскольку захваченные частицы имеют продольную скорость $V_{\parallel z} \sim \sqrt{\epsilon} V_e$, то уход таких электронов ($V_{\parallel} > 0$) в область захвата эквивалентен появлению отрицательного тока:

$$I \approx -e \frac{\rho}{m v_{ei} V_e} \quad (34)$$

Более строгий кинетический расчет показывает, что эффективность генерации такого тока несколько больше, чем описываемая (34), так что на больших радиусах ($r/a \gtrsim 0,3$) эффективность такого "антитока" сравнивается с эффективностью, определяемой соотношением (31) при $V_0 \approx V_e$.

Необходимо подчеркнуть, что в реальных условиях одновременно должны работать оба механизма — это может заметно снизить эффективность генерации тока ЭЦ-волнами и, более того, сделать направление тока различным на периферии и в центре плазмы. Этот вопрос, однако, до настоящего времени также не рассмотрен.

5. Генерация тока в неоднородной плазме и бутстреп-ток

В большинстве опубликованных к настоящему времени теоретических работ по поддержанию тока ВЧ-волнами основное внимание уделялось определенно эффективности генерации тока в однородной плазме при заданном спектре волны. Поэтому в настоящем разделе постараемся лишь качественно описать особенности генерации тока в реальных условиях эксперимента.

Прежде всего, поскольку генерация тока сопровождается выделением дополнительной энергии, это должно привести к изменению температуры плазмы. В современных экспериментах на токамаках безындукционные методы генерации тока, как правило, включаются на стационарной стадии разряда, когда энергобаланс плазмы определяется джоулевым энерговыделением. Если безындуктивный метод поддерживает весь протекающий по плазме ток, то джоулево энерговыделение исчезает, а включается источник энергии, необходимый для безындукционного поддержания тока. Дальнейшее поведение плазмы зависит от отношения эффективности генерации омического тока η_{OH} к эффективности генерации безындукционного тока η .

При выполнении неравенства $\eta_{OH} > \eta$ плазма должна нагреваться, и наоборот, в режимах с малой плотностью, когда $\eta_{OH} < \eta$, плазма должна остывать [24]. В некоторых случаях (в частности, при использовании ВЧ с $\omega/k_{||} > V_e$) такое изменение температуры плазмы может существенно повлиять на генерацию тока, поскольку как плотность тока, так и диссипируемая ВЧ-мощность в этом случае экспоненциально зависят от температуры плазмы. В реакторе основным источником нагрева плазмы служат α -частицы, так что там параметры плазмы менее чувствительны к эффективности генерации тока.

Второй важной характеристикой безындукционных методов является возможность управления профилем тока. Наиболее просто (с теоретической точки зрения) этот вопрос решается для ЭЦ-метода, поскольку в этом случае область энерговыделения (а значит, и генерации тока) локализована в области $\omega \approx \omega_{pe}$. Следовательно, для создания требуемого профиля тока нужно использовать несколько генераторов с

разными частотами. Сходная ситуация с альфеновскими волнами, с той лишь разницей, что область энерговыведения контролируется не только магнитным полем, но и плотностью плазмы. Во всех остальных случаях взаимодействия волн (или частиц) с электронами происходит на всем пути распространения волн от периферии плазмы к центру и регулирование профиля тока в каждом случае должно рассматриваться как самостоятельная задача. Так, например, для быстрых магнитозвуковых волн затухание за один проход по радиусу мало и в плазменном шнуре должно установиться распределение ВЧ-полей, соответствующее распределению полей в плазменном реакторе с большой добротностью. В этом случае управление профилем тока практически невозможно.

Наоборот, нижнегибридные волны при определенном выборе спектра [24] затухают за один проход по тору, так что варьированием формы спектра возможно регулирование профиля тока по радиусу.

Интересные возможности для создания стационарного токамака-реактора могут появиться при совместном использовании безындуктивных методов генерации тока и так называемого бутстреп-тока [25, 26]. Появление бутстреп-тока в токамаке — чисто неоклассический эффект, связанный с существованием в плазме банановых частиц. Известно, что радиальное движение заряженных частиц в прямых системах, вызванное, например, диффузией частиц, приводит к появлению полоидального диамагнитного тока:

$$J_{\theta} = \frac{r^2 n_e}{m c v_{ei}} V_z B_z. \quad (35)$$

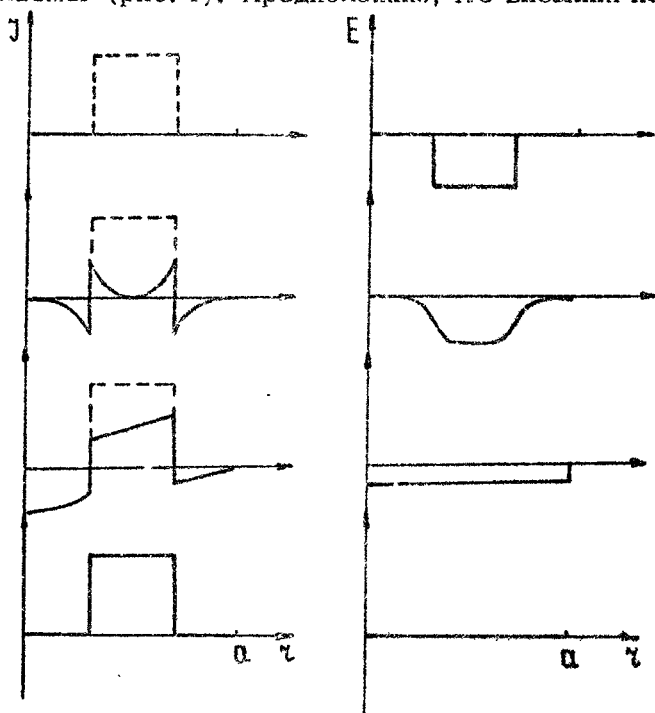
Банановые частицы в токамаке не могут двигаться в полоидальном направлении, поэтому их радиальное движение вызывает тороидальный ток (бутстреп-ток), аналогичный (35):

$$J_{\phi} = e^2 (n V_z)_{\text{бан}} B_{\theta} / m c v_{ei}. \quad (36)$$

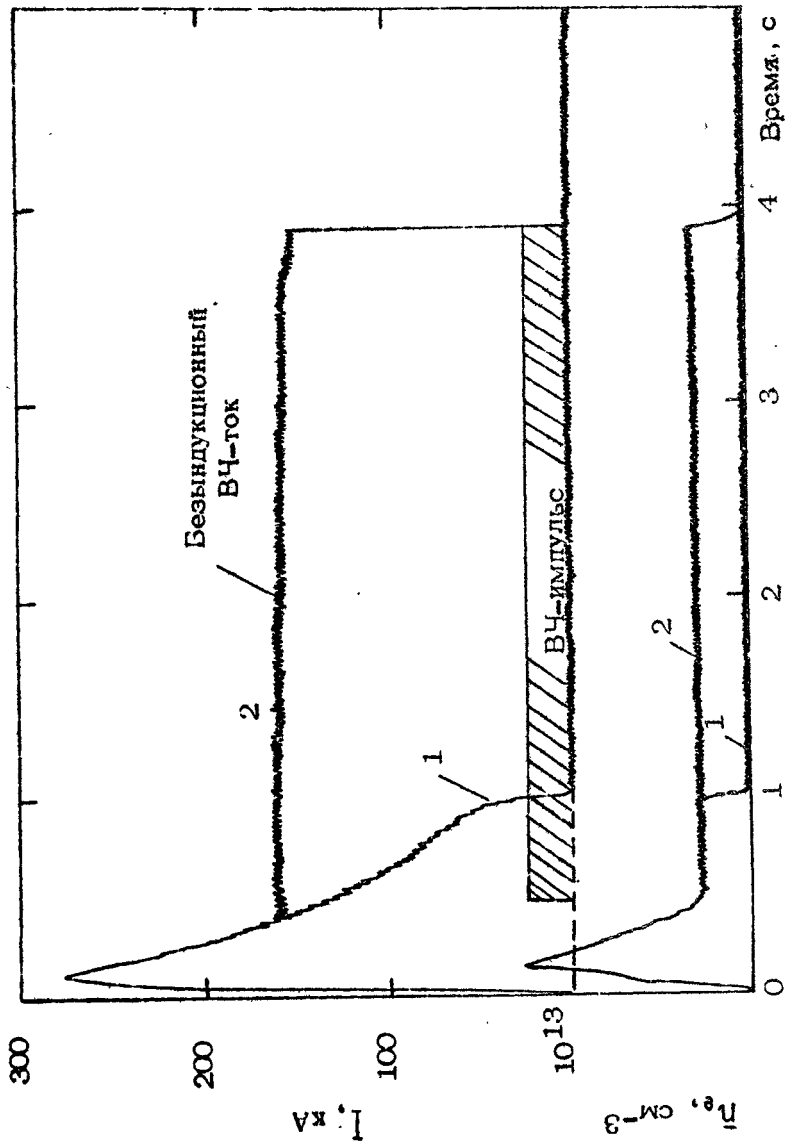
В настоящее время теория бутстреп-тока создана лишь для случая, когда радиальное движение банановых электронов определяется только неоклассическими механизмами диффузии и линчевания (см., например, [2]). Как известно, в токамаках электронные процессы переноса определяются аномальными механизмами, физическая природа которых до настоящего времени окончательно не выяснена. Поэтому сейчас не представляется возможным ответить на вопрос об эффек-

тивности" генерации такого тока в токамаках-реакторах. Можно лишь отметить, что, поскольку в любом случае поток захваченных частиц обращается в нуль при $r = 0$, бутстреп-ток сам по себе не может создать равновесие в токамаке. Для поддержания равновесной конфигурации необходимо создать "затравочный" ток в центре плазмы другими методами. Из рассмотренных выше механизмов генерации для этой цели, по-видимому, лучше всего подходит ЭЦ-метод и, возможно, метод БМЗ, поскольку оба они могут локально генерировать ток в центре плазмы.

И наконец, остановимся кратко на динамике создания тока безындукционными методами. Как уже говорилось выше, в большинстве современных экспериментов дополнительные источники поддержания тока включаются на стационарной стадии разряда, когда вихревое электрическое поле однородно по сечению плазмы (рис. 4). Предположим, что внешний источник



Р и с. 4. Динамика создания безындуктивного тока в токамаке (сплошная линия - полный ток, пунктир - ток, обусловленный ВЧ-волнами)

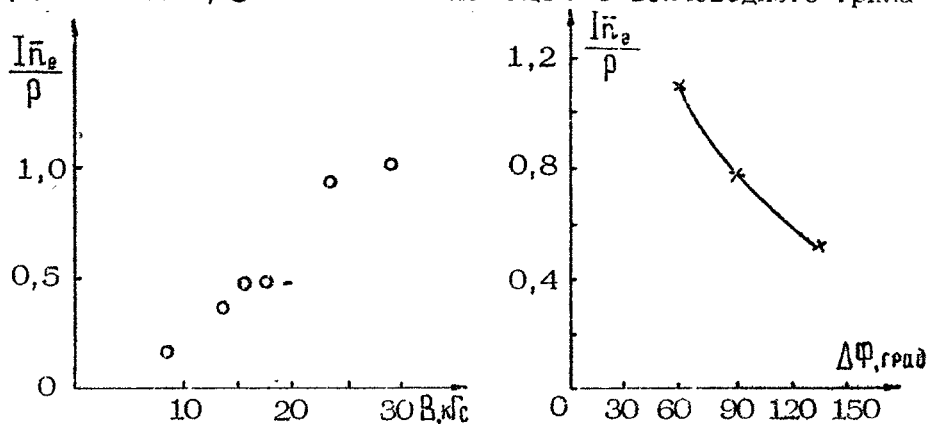


Р и с. 5. Динамика создания НГ-тока в токамаке РЛТ : осциллограммы средней электронной плотности \bar{n}_e и тока в плазме I в отсутствие (1) и при наличии (2) ВЧ-мощности

создает дополнительный ток вблизи центра плазмы. Возникновение такого тока вызывает появление индуктивного электрического поля, стремящегося скомпенсировать дополнительный ток. Диффузия этого поля по радиусу, качественно изображенная на рис.4, происходит за обычные скин-времена, а изменение полного тока в плазме — за еще большие индуктивные времена. Поэтому исследование дополнительного тока и его идентификация возможны лишь в том случае, когда внешний источник включается на время много больше скин-вого.

III. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО БЕЗЫНДУКЦИОННОМУ ПОДДЕРЖАНИЮ ТОКА В ТОКАМАКЕ

Эксперименты по безындукционным методам поддержания тока в токамаке только развиваются, и в настоящее время не представляется возможным провести их детальное сравнение. Наибольшие успехи достигнуты в экспериментах по поддержанию тока НГ-волнами [27-32], прежде всего благодаря впечатляющим результатам, полученным на токамаке PLT [27]. В этих экспериментах при плотности плазмы $\bar{n}_e \leq 7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $B = 29 \text{ кГс}$ с помощью θ -волноводного грида

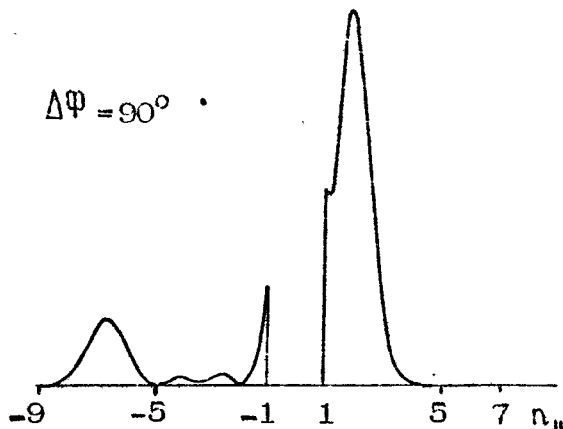


Р и с. 6. Зависимость эффективности генерации НГ-тока в токамаке PLT от величины внешнего магнитного поля.

Р и с. 7. Зависимость эффективности генерации НГ-тока в PLT от фазировки волноводов

при вводимой мощности $P \leq 200$ кВт удалось создать в плазме ток $I_p \leq 200$ кА в течение времени $\tau \approx 4$ с (рис. 5). Было также показано, что при неизменной плотности плазмы эффективность генерации тока растет с ростом магнитного поля (рис. 6) и классическим образом зависит от фазировки волноводов (рис. 7). Следует отметить, что эксперименты проводились при постоянном токе в первичной обмотке трансформатора, когда внешнее вихревое поле отсутствовало. Проведенные рентгеновские измерения показали (рис. 8), что до включения НГ-генератора в плазме практически отсутствовали ускоренные электроны и появление быстрых электронов после включения ВЧ-генератора может быть объяснено только квазилинейной релаксацией функции распределения под действием НГ-волн. Этот результат следует подчеркнуть особо, поскольку большинство экспериментов по созданию тока НГ-волнами проводилось при включенном вихревом поле в разрядах с большим количеством убегающих электронов и оставалось неясным, какая часть тока переносится НГ-волнами, а какая часть — вихревым электрическим полем^{*)}. Экспериментально полученная на РЛТ эффективность генерации тока НГ-волнами при оптимальных условиях составила 1 А на 1 Вт вводимой ВЧ-мощности. Однако, несмотря на весьма высокую абсолютную величину эффективности, это значение в несколько раз ниже значения, даваемого формулой (21). Такое расхождение может объясняться, во-первых, несовершенством спектра НГ-волн, возбуждаемых грилом (рис. 9), а во-вторых, ограничением на ток, вносимым веерной неустойчивостью, также наблюдавшейся в этом эксперименте. (Возможны, конечно, и другие объяснения, например появление механизма аномально быстрого ухода быстрых частиц из разряда. Ответ на эти вопросы должны дать эксперименты). Из других экспериментов следует отметить результаты, полученные на токамаке с сильным подем Alcator C, где НГ-волны с частотой $f = 2,45$ Гц возбуждали ток в плазме со средней плотностью $\bar{n}_e \leq 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ [28].

*) Дело в том, что при включенном вихревом поле область с $V_z > V_2$ на электронной функции распределения также заполняется убегающими электронами. Такие электроны могут переносить заметную долю тока даже при слабом электрическом поле, поскольку их эффективная проводимость существенно выше спитцеровской.

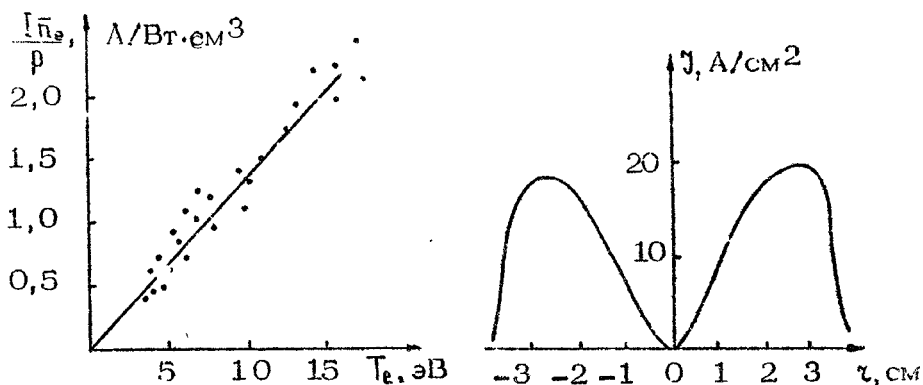


Р и с. 9. Расчетный спектр НГ-волн в PLT

Необходимо, однако, отметить, что для токамака Alcator C с сильным магнитным полем разряды с $\bar{n}_e \leq 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ также сопровождаются появлением большого количества убегавших электронов и поскольку эксперименты были проделаны с $E_0 \neq 0$, то трудно оценить "чистую" эффективность генерации тока НГ-волнами.

Эксперименты по ЭЦ-методу создания тока пока проведены лишь на малых установках, в которых характерная длина затухания намного превышает ширину резонансной зоны. Согласно теории в этом случае ЭЦ-токи в области $\frac{\omega - \omega_{Be}(\gamma)}{k_z} > 0$ и $\frac{\omega - \omega_{Be}(\gamma)}{k_z} < 0$ должны быть направлены в противоположные стороны, что существенно затрудняет определение эффективности. Тем не менее эксперименты, проведенные в Калэме на установке Levitron [33] с очень холодной и разреженной плазмой ($T_e \sim 10 \text{ эВ}$, $\bar{n}_e \sim 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$), с генератором мощностью $P \leq 120 \text{ Вт}$ и $f = 10 \text{ ГГц}$ показали, что генерация ЭЦ-тока подчиняется скейлингу $I_p/P \sim T_e/\bar{n}_e$ с эффективностью близкой к теоретической (рис. 10) при $V_0 \approx V_E$. Эксперименты при большем уровне мощности ($P \sim 100 \text{ кВт}$, $f = 32 \text{ ГГц}$) в плазме с $\bar{n}_e \approx 4,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 600 \text{ эВ}$ были проведены также в Калэме на установке Tosca [34].

Теоретические расчеты для экспериментальных условий дали эффективность $I/P \approx 30 \text{ А/кВт}$. Экспериментально полученное значение эффективности примерно на порядок меньше. Следует подчеркнуть, что эксперименты были проведены на второй гармонике ЭЦР, когда наиболее сильно проявляются эффекты "убегания" электронов в область больших поперечных скоростей, приводящего к появлению большого количества запертых и локально запертых электронов.



Р и с. 10. Результаты эксперимента по созданию тока ЭЦ-волнами на установке Levitron.

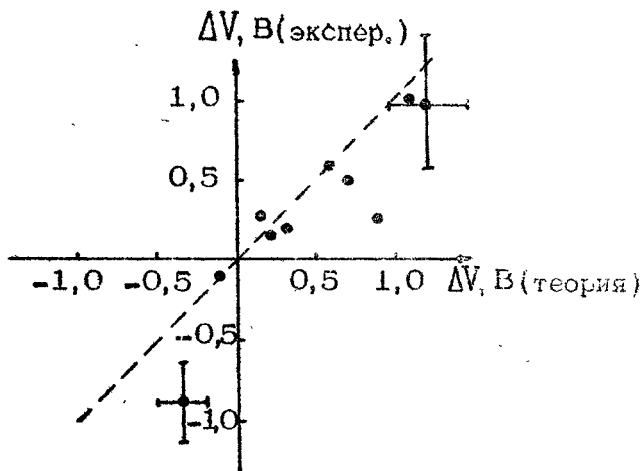
Р и с. 11. Результаты экспериментов по генерации тока альфвеновскими волнами на установке Р-0

На установке Р-0 в СФТИ проводились эксперименты по поддержанию тока альфвеновскими волнами с $\omega < \omega_{\beta e}$ [35,36]. Характерные параметры плазмы и ВЧ-генератора следующие: $\bar{n}_e \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 10 \div 20 \text{ эВ}$, $P \approx 400 \text{ кВт}$, $f = 800 \text{ кГц}$, $\tau \approx 2,5 \text{ мс}$, $B = 1,7 \div 8 \text{ кГс}$. Измерения с помощью магнитных зондов дали r распределение тока по малому радиусу, показанное на рис.11. Полученная экспериментально эффективность генерации тока равна $I/P = 1 \text{ А}/400 \text{ Вт}$, что согласуется с теоретическими расчетами, проведенными авторами [32,33]. Конечно, полученное значение эффективности очень мало по сравнению с аналогичными результатами по генерации тока ИГ-волнами, но не нужно забывать, что эффективность генерации тока альфвеновскими волнами с $V_{\parallel} < V_e$ согласно (25) должна увеличиваться с ростом T_e ($\eta_A \sim T_e^{3/2}$).

И наконец, на установке DITE [6,37] были проведены детальные исследования генерации тока пучками быстрых нейтралов (собственно, проведение этих экспериментов и сравнение их с теоретическими предсказаниями и натолкнуло теоретиков на мысль о влиянии запертых частиц на эффективность генерации).

Токамак DITE ($R = 1,17 \text{ м}$, $a = 0,26 \text{ м}$) работал в режиме $B \leq 2,7 \text{ кГс}$, $I_p \leq 250 \text{ кА}$; инжектор нейтралов — $P < 1,2 \text{ мВт}$, энергия пучка $E_B \leq 24 \text{ кэВ}$. В эксперименте регистрировалось изменение напряжения на обходе плазмы ($I_p = \text{const}$) и ее температуры при ко- и контринжекции в

зависимости от параметров плазмы и пучка. Одновременно проводилось численное моделирование энергобаланса плазмы и генерации тока с использованием кинетического уравнения для функции распределения нейтралов. Сравнительная характеристика теоретической и экспериментальной эффективности генерации тока приведена на рис.12. Видно, что результаты экспериментов удовлетворительно согласуются с теоретическими расчетами.



Р и с. 12. Сравнение теоретической (пунктир) и экспериментальной (—) эффективности генерации тока пучком на установке DITE

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенного выше рассмотрения следует, что генерация тока в токамаке безындукционными методами — новая бурно развивающаяся область физики плазмы. В настоящее время, конечно, трудно предсказать, какой из предложенных методов окажется наиболее перспективным для создания стационарного токамака-реактора. И дело не только в том, что даже теоретические исследования различных методов генерации развиты в далеко не одинаковой степени. Физика процессов генерации настолько многообразна, что в настоящее время практически невозможно предсказать будущее любого из перечисленных выше методов. Поэтому в настоящем обзоре

не приводились данные о разработанных к настоящему времени многочисленных сценариях стационарного тока-макс-реактора.

Л и т е р а т у р а

1. Ohkawa T. - Nucl. Fusion, 1970, v.10, N2, p.185.
2. Connor J.W. and Cordey J.G. - Nucl. Fusion, 1974, v.14, N2, p.185.
3. Fomenko V.V. - Nucl. Fusion, 1975, v.15, N6, p.1091.
4. Start D.F.H., Cordey J.G., Jones E.M. - Plasma Physics, 1980, v.22, N4, p.303.
5. Cordey J.G., Jones E.M., Start D.F.H. - Nucl. Fusion, 1979, v.19, N2, p.249.
6. Clark W.H.M., Cordey J.G., Cox M., Gill R.D. e.a. - Phys. Rev. Lett., 1980, v.45, N13, p.1101.
7. Колесниченко Я.И., Резник С.Н. - Физика плазмы, 1981, т.7, №5, с.1003.
8. Colesnichenko Y.I. - Nucl. Fusion, Suppl., 1983, v.3, p.349.
9. Fisch N.J. - Phys. Rev. Lett., 1978, v.41, N13, p.873.
10. Клима Р., Лонгинов А.В. - Физика плазмы, 1979, т.5, №3, с.496.
11. Karney C.F.F., Fisch N.J. - Phys. Fluids, 1979, v.22, N9, p.1817.
12. Cordey J.G., Eddington J., Start D.F.H. - CLM-P636, Abingdon, 1981.
13. Klima R., Longinov A.V., Stepanov K.N. - Nucl. Fusion, 1975, v.15, N6, p.1157.
14. Параил В.В., Погуде О.П. - Физика плазмы, 1976, т.2, №2, с.228.
15. Parail V.V., Pogutse O.P. - Nucl. Fusion, 1978, v.18, N2, p.303.
16. Elfimov A.G. e.a. - In: X European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Moscow, 1981, v.1, H-10.
17. Dowson J. e.a. - Bul. Amer. Phys. Soc., 1981, v.26, N7, p.866.

18. Fisch N.J., Boozer A.H. - Phys.Rev.Lett., 1980, v.45, p.720.
19. Karney C.F.F., Fisch N.J. - Nucl.Fusion, 1981, v.21, N12, p.1549.
20. Крашенинников С.И. - Физика плазмы, 1983, т.9, №6, с.1201.
21. Okano K., Inoue N., Uchida T. - NEUT Research Report 82-04, Tokyo, 1982.
22. Ohkawa T. - GA-A 13847, General Atomic Company, 1976.
23. Chan V.S., Chiu S.C., Hsu J.Y., Wong S.K. - Nucl. Fusion, 1982, v.22, N6, p.787.
24. Lnestrovskij Yu.N., Krashennnikov S.I., Parail V.V., Pereverzev G.V. - Nucl.Fusion, Suppl., 1983, v.1, p.189.
25. Bickerton R.J., Connor J.W., Taylor J.B. - Nature, 1971, v.229, N4, 110.
26. Kadomtsev B.B., Shafranov V.D. - Plasma Physics and Contr.Nucl.Fusion Res. IAEA, Vienna, 1971, v.2, p.479.
27. Hooke W. e.a. - IX Int.Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. Baltimore, 1982, IAEA-CN-41/C-5.
28. Porkolab M. e.a. - Ibid, IAEA -CN-41/C-4.
29. Tonon G. e.a. - Ibid, IAEA-CN-41/C-1-1.
30. Yamamoto T. e.a. - Phys.Rev.Lett., 1980, v.45, p.716.
31. Ohkubo K. e.a. - Nucl.Fusion, 1982, v.22, N2, p.203.
32. Nakamura M. e.a. - Phys.Rev.Lett., 1981, v.47, N26, p.1902.
33. Start D.F.H. e.a. - In: X European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Moscow, 1981, v.1, H-16.
34. Alcock M.W. e.a. - Ibid, v.1, H-15.
35. Демирханов Р.А. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, №1, с.31.
36. Demircckhanov R.A, e.a. - In: X European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Moscow, 1981, v.1, E-7.
37. Start D.F.H. e.a. - Phys. Rev. Lett., 1978, v.40, N23, p.1497.

ЛИНЕЙНАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ДВУМЕРНО НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ

А.Д.Пилюя, В.И.Федоров

ВВЕДЕНИЕ

Линейную трансформацию волн часто связывают с нарушениями приближения геометрической оптики, возникающими в слабонеоднородной среде в тех областях пространства, где показатели преломления двух различных мод и их поляризации становятся близкими. В таких областях решение волнового уравнения не распадается на суперпозицию геометрико-оптических волн, как это имеет место вдали от них. Соответственно асимптотика решения, описывающего падение волны одного типа, содержит уходящие волны обоих типов. Можно сказать, что падающая волна частично преобразуется в другую моду, что обычно и называется линейной трансформацией. Физически это явление напоминает адиабатические переходы в квантовой механике, возникающие при пересечении термов. Из-за наличия многих типов колебаний и большого разнообразия параметров в плазме осуществляется множество различных вариантов линейной трансформации, изучению и классификации которых посвящена обширная литература (см., например, [1 - 5]).

Не следует думать, что линейная трансформация волн с неизбежностью ограничена взаимодействием геометрико-оптических решений. Использование понятия линейной трансформации является возможным и полезным во всех случаях, когда поле волн можно представить в виде суперпозиции некоторых

приближенных мод, но приближение, позволяющее выделять эти моды, нарушается в областях пространства, малых по сравнению с объемом системы. Зацепление геометрико-оптических решений представляет собой только один, хотя и весьма общий, пример подобной ситуации. Другим практически важным примером является связь электромагнитных и плазменных волн. Обсуждение особенностей этой связи, обусловленных главным образом неоднородным характером неоднородности плазмы, и посвящена настоящая работа.

Задачу о линейной трансформации электромагнитных и плазменных волн можно сформулировать следующим образом. Рассмотрим сначала плоские волны в пространственно однородной плазме с конечной температурой $T \neq 0$. Дисперсионное уравнение, определяющее величину показателя преломления $N = kc/\omega$ при заданных значениях частоты ω и угла θ между волновым вектором \vec{k} и внешним магнитным полем, является трансцендентным и имеет, вообще говоря, бесконечное число решений. В то же время при $T = 0$ дисперсионное уравнение сводится к биквадратному и описывает две моды колебаний холодной плазмы [6]:

$$AN^4 + BN^2 + C = 0, \quad (1)$$

где $A = \epsilon \sin^2 \theta + \eta \cos^2 \theta$, $B = (q^2 - \epsilon^2) \sin^2 \theta + \epsilon \eta (1 + \cos^2 \theta)$, $C = \eta (\epsilon^2 - q^2)$, ϵ , iq , η — известные компоненты тензора электрической проницаемости $\vec{\epsilon}$ холодной плазмы:

$$\epsilon = 1 - \sum_{\alpha=p, i} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_{n\alpha}^2}; \quad q = - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{n\alpha} \omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega^2 - \omega_{n\alpha}^2)}; \quad \eta = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2}. \quad (2)$$

Таким образом, можно заключить, что при $T \rightarrow 0$ два решения точного дисперсионного уравнения стремятся к конечному "холодному" пределу, а все остальные исчезают (рассмотрение показывает, что для них $N \rightarrow \infty$). Волны первого типа будем называть электромагнитными, а второго — плазменными. Для электромагнитных волн тепловые поправки обычно являются малосущественными и должны учитываться главным образом при описании слабого затухания этих волн. Показатель преломления плазменных волн в типичных условиях очень велик, поскольку для них $k \sim l_T^{-1}$, где l_T — характерный масштаб, связанный с тепловым движением частиц. В изотропной плазме таким характерным масштабом по порядку величины является дебаевский радиус, а в магнитоактив-

ной плазме он связан с ларморовским радиусом электронов или ионов.

Ясно, что разделение волн на электромагнитные и плазменные возможно и в пространственно неоднородной плазме при произвольных форме и масштабе неоднородности. Нужно только, чтобы этот масштаб был велик по сравнению с ρ_T , что выполняется в большинстве практически интересных случаев.

Электромагнитные моды в хорошем приближении описываются "холодным" волновым уравнением

$$\text{rot rot } \vec{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{\epsilon} \vec{E} = 0, \quad (3)$$

где $\vec{\epsilon} = \vec{\epsilon}(\omega, \vec{r})$ - тензор электрической проницаемости холодной плазмы с компонентами (2), вычисленными при локальных значениях концентрации и магнитного поля в точке \vec{r} .

Поле плазменных волн из-за их большого показателя преломления является практически потенциальным *) и описывается уравнением

$$\text{div } \vec{D} = 0, \quad (4)$$

где $D_\alpha = \int \hat{\epsilon}_{\alpha\beta}(\omega, \vec{r}, \vec{r}', E_\beta(\vec{r}')) d\vec{r}'$, $\vec{E} = -\nabla\psi$, ψ - потенциал волны, $\hat{\epsilon}_{\alpha\beta}$ - должны находиться из соответствующих решений кинетического уравнения. При сделанных ограничениях на масштаб неоднородности плазмы для решения уравнения (4) можно с успехом использовать приближение геометрической оптики, тогда как применимости этого приближения к уравнению (3) не предполагается.

Описанное разделение поля на электромагнитные и плазменные моды связано с большой разницей в длинах волн. Поскольку волновое уравнение (3) вообще не содержит характерного масштаба пространственной дисперсии ρ_T , эта разница может исчезнуть и разделение поля на две различные моды может стать несправедливым только в окрестности точек, в которых решения уравнения (3) имеют особенности. В этих областях пространства возникает "связь" между модами, т.е. происходит линейная трансформация электромагнитных и плазменных волн.

*) Здесь не рассматриваются окрестности электронного или ионного циклотронного резонанса, где ситуация оказывается более сложной.

Таким образом, для описания линейной трансформации необходимо, во-первых, исследовать особенности решений уравнения (3) и, во-вторых, в окрестности этих особенностей найти решений точного волнового уравнения, переходящие асимптотически в суперпозицию электромагнитных и плазменных мод. Соотношение между потоками энергии различных типов падающих и уходящих волн в таких решениях и будет определять эффективность трансформации. Исследование особенностей решений уравнения (3) существенно облегчается тем обстоятельством, что поле в их окрестности должно быть потенциальным и, следовательно, должно описываться "холодным" пределом уравнения (4):

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \epsilon_{\alpha\beta} \frac{\partial \phi}{\partial x_\beta} = 0, \quad (5)$$

где $\epsilon_{\alpha\beta}$ - тензор электрической проницаемости холодной плазмы. В результате заключаем, что уравнение (4) при учете теплового движения частиц приближенно описывает структуру поля в области трансформации; вне этой области его решения должны правильно воспроизводить плазменную волну и "сингулярную" часть электромагнитного поля, описываемую уравнением (5).

1. ТРАНСФОРМАЦИЯ ВОЛН В ПЛОСКОСЛОИСТОЙ ПЛАЗМЕ

Наиболее просто исследовать уравнения (4) и (5) в случае одномерной неоднородности. Предположим, что компоненты тензора $\epsilon_{\alpha\beta}$ зависят от одной декартовой координаты x , причем ось x составляет произвольный угол ϑ с направлением внешнего магнитного поля ^{*}). Тогда естественно воспользоваться методом разделения переменных, рассматривая частные решения вида

$$\psi(\vec{r}) = \Phi_{k_1}(x) \exp(i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}), \quad (6)$$

^{*}) Модель одномерной неоднородности при $\vartheta \neq \frac{\pi}{2}, 0$ не является реалистичной. Однако она представляет большой методический интерес в связи с исследованием общих свойств решений уравнения (5).

где \vec{k}_\perp - вектор с компонентами $\{0, k_y, k_z\}$. Подставляя это выражение в уравнение (5) и сохраняя только члены, содержащие производные от быстроизменяющейся в окрестности особенности функции Φ_{k_\perp} , получаем

$$\frac{d}{dx} \epsilon_{xx} \frac{d\Phi_{k_\perp}}{dx} + i\epsilon_0 \frac{d\Phi_{k_\perp}}{dx} = 0, \quad (7)$$

где $\epsilon_0 = (\epsilon_{xz} + \epsilon_{zx})k_z + (\epsilon_{xy} + \epsilon_{yx})k_y$, $\epsilon_{xx} = \epsilon \sin^2 \psi + \eta \cos^2 \psi$, а остальные компоненты $\epsilon_{\alpha\beta}$ получаются из соотношений (2) с помощью обычных правил преобразования тензора при поворотах системы координат.

Из уравнения (7) следует, что Φ_{k_\perp} может иметь особенность только в точке $x = x_0$, в которой $\epsilon_{xx} = 0$. В ее окрестности можно положить $\epsilon_{xx} = (x_0 - x)/a$, $a = \text{const}$, а остальные компоненты $\epsilon_{\alpha\beta}$ считать постоянными. Тогда при $x \rightarrow x_0$ $\Phi_{k_\perp} \sim (x_0 - x)^{i\epsilon}$, так что

$$\vec{E}_x = E_0 \left(\frac{a}{x_0 - x} \right)^{1-i\epsilon}, \quad \vec{E}_\perp = -\frac{\vec{k}_\perp a}{\epsilon} E_0 \left(\frac{a}{x_0 - x} \right)^{-i\epsilon}, \quad (8)$$

где $\epsilon = a\epsilon_0(x_0)$, E_0 - постоянная. Этот результат подтверждается и строгим анализом системы дифференциальных уравнений, к которой сводятся уравнения (3) для полей вида $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(x) \exp(i\vec{k}_\perp \vec{r})$ [7]. При этом оказывается, что особенность вида (8) в точке x_0 имеет только одна из двух электромагнитных волн.

В реальных условиях из-за наличия столкновительного затухания волн точка x_0 является комплексной, $\text{Im } x_0 = -a\epsilon''_{xx}$, где $i\epsilon''_{\alpha\beta}$ - антиэрмитовская часть тензора $\epsilon_{\alpha\beta}$. Соответственно поле \vec{E}_\perp остается конечным при вещественных x , достигая, однако, при малых $\epsilon''_{xx}(x_0)$ очень больших относительных значений. Благодаря этому обстоятельству мощность Q , поглощаемая в объеме плазмы, включающем резонансный слой $x = x_0$, оказывается конечной в пределе $\epsilon''_{xx}(x_0) \rightarrow 0$:

$$Q = \frac{\omega a}{16\pi} \frac{1 - \exp(-2\pi\epsilon)}{\epsilon} |E_0|^2. \quad (9)$$

Здесь величина Q относится к единице поверхности $x = x_0$.

Для реального определения коэффициента поглощения по формуле (9) необходимо знать величину E_0 , которая опре-

деляется решением "в большом", т.е. полным решением электродинамической задачи с соответствующими граничными условиями на бесконечности.

Исключение составляет только случай $|\epsilon| \gg 1$, когда поле (8) представляет собой квазиклассическую волну

$$\varphi_{k_x} = \varphi_0 \exp \left[i \int_{x_0}^x k_x(x') dx' \right], \quad \varphi_0 = \text{const}, \quad k_x = \epsilon / (x_0 - x).$$

Эта волна сохраняет поток энергии: для нее

$$\vec{S}_x = (\omega / 16 \pi) (\epsilon / \alpha) |\varphi_0|^2$$

(\vec{S} - вектор Пойнтинга). В точке $x = x_0$ волновой вектор k_x имеет полюс, однако условия применимости приближения геометрической оптики $|k'_x| / |k_x^2| \ll 1$ при этом не нарушаются и направление потока энергии не изменяется. По этой причине волна проходит резонансный слой без отражения. Амплитуда волны всегда уменьшается в направлении переноса энергии. Полное изменение амплитуды в резонансном слое описывается множителем $\exp(-\int_{-\infty}^{\infty} \text{Im} k_x dx) = \exp(-\pi |\epsilon|)$. Коэффициент поглощения - отношение поглощаемой мощности к падающей - равен $1 - \exp(-2\pi |\epsilon|)$, т.е. волна поглощается практически полностью.

В окрестности точки x_0 приближение холодной плазмы неприменимо, и необходимо рассматривать уравнение (4) с учетом пространственной дисперсии. При этом оказывается, что тепловые поправки в окрестности точки x_0 малы и можно воспользоваться приближением, которое в однородной плазме соответствует сохранению первого исчезающего члена в разложении точного тензора $\epsilon_{\alpha\beta}(\vec{k}, \omega)$ по степеням k . Поскольку при $x \rightarrow x_0$ компоненты волнового вектора k_y и k_z остаются постоянными, разложение должно вестись по степеням k_x , так что, например,

$$\epsilon_{xx}(\vec{k}, \omega) \approx \epsilon_{xx}(\omega) - k_x^2 l_T^2 + \dots, \quad (10)$$

где [8]

$$l_T^2 = \sum_a \frac{\omega_{pa}^2 T_a}{n_a \omega^4} \left[\frac{3\omega^4 \sin^4 \theta}{(\omega^2 - \omega_{na}^2)(\omega^2 - 4\omega_{na}^2)} + \frac{6\omega^6 - 3\omega^4 \omega_{na}^2 + \omega^2 \omega_{na}^4}{4(\omega^2 - \omega_{na}^2)^2} \sin^2 2\theta + 3 \cos^4 \theta \right].$$

В рассматриваемом приближении в случае слабонеоднородной (на масштабе l_T) среды можно положить в уравнении (4)

$$\int \hat{\epsilon}_{\alpha\beta}(\vec{r}, \vec{r}') E_{\alpha}(\vec{r}') d\vec{r}' = \epsilon_{\alpha\alpha} E_{\alpha} + \rho_{\alpha}^2 \frac{d^2 E_{\alpha}}{dx^2}, \quad (11)$$

а в остальных слагаемых в выражении для \vec{D} пренебречь тепловыми поправками, являющимися малыми по сравнению с неисчезающими при $x \rightarrow x_0$ компонентами тензора $\epsilon_{\alpha\beta}(\omega)$. В результате, делая те же предположения, что и при выводе уравнения (7), легко получить

$$E_{\alpha}''' - \tau E_{\alpha}' - (1 - i\epsilon) E_{\alpha} = 0, \quad (12)$$

где $E_{\alpha} = \frac{d\varphi_{k\alpha}}{dx}$, $\tau = \frac{x - x_0}{\gamma a}$, $\gamma = \left(\frac{\rho_{\alpha}^2}{d^2}\right)^{1/3}$, штрих означает дифференцирование по τ . Три линейно независимых решения уравнения (12), которые обозначим $W_k(\tau)$ ($k = 1, 2, 3$) могут быть найдены методом преобразования Лапласа и имеют вид

$$W_k(\tau) = \text{erf} \left[i \frac{\pi}{3} (1 - i\epsilon)(7 - 2k) \right] \int_{\tau_k}^{\tau} t^{-i\epsilon} \exp\left(\tau t - \frac{t^3}{3}\right) dt, \quad (13)$$

где контур интегрирования Γ_k выходит из начала координат и уходит на бесконечность вдоль луча $\text{arg } t = 2\pi k/3$.

Рассмотрим асимптотическое поведение функций W_k при $|\tau| \rightarrow \infty$ на примере решения $W_2(\tau)$ [9]. В секторе $\pi > \text{arg } \tau > \pi/3$

$$W_2 \rightarrow \frac{1\sqrt{\pi}}{\tau^{1/4}} \text{erf} \left(-\frac{2}{3} \tau^{3/2} - \frac{i\epsilon}{2} \ln \tau \right). \quad (14)$$

При $\pi < \text{arg } \tau < 2\pi$

$$W_2 \rightarrow e^{2\pi\epsilon} \Gamma(1 - i\epsilon) / \tau^{1 - i\epsilon}, \quad (15)$$

где Γ — гамма-функция. На отрицательной части вещественной оси τ ($\text{arg } \tau = \pi$) функция W_2 представляется суммой выражений (14) и (15):

$$W_2 \rightarrow \frac{e^{2\pi\epsilon} \Gamma(1 - i\epsilon)}{\tau^{1 - i\epsilon}} + \frac{\text{erf} \left(i \frac{\pi}{4} + \frac{\pi\epsilon}{2} \right)}{|\tau|^{1/4}} \text{erf} \left(\frac{2}{3} i |\tau|^{3/2} - \frac{i\epsilon}{2} \ln |\tau| \right) \quad (16)$$

Первое слагаемое в этой сумме имеет ту же зависимость от x , что и электромагнитная мода при $x \rightarrow x_0$ (8), а второе — описывает уходящую плазменную волну. Легко показать, что оно совпадает с соответствующим геометрико-оптическим решением уравнения (4), в котором пространственная дисперсия учтена с помощью выражения (10). Это решение может быть продолжено в область немалых $|x - x_0|$ с помощью точной дисперсионной кривой $\kappa_x(x)$.

"Холодная" часть асимптотики W_2 (15) переходит в электромагнитную моду (8) не только на полуоси $\tau < 0$, но и во всей нижней полуплоскости τ , включая и вещественную полуось $\tau > 0$. Из этого факта следует, что при учете пространственной дисперсии правило продолжения "электромагнитного" решения через область взаимодействия мод (через точку ветвления функций (8)) остается таким же, как в холодной плазме с учетом затухания волн. Соответственно постоянная в (8) определяется из решения волнового уравнения (3) (с учетом правила обхода точки $\mathbf{x} = \mathbf{x}_0$) и не зависит от температуры плазмы. В окрестности точки \mathbf{x}_0 компонент поля E_x можно, очевидно, представить в виде $E_x = AW_2 + E_x^{(p\epsilon z)}$, где $E_x^{(p\epsilon z)}$ - часть поля, не имеющая особенности при $\mathbf{x} = \mathbf{x}_0$. Сшивая это выражение с (8), с учетом (15) получаем

$$E_x = - \frac{E_0 e^{-\pi\epsilon}}{\gamma^{1-i\epsilon} \Gamma(1-i\epsilon)} W_2(\tau) + E_x^{(p\epsilon z)}. \quad (17)$$

Как уже отмечалось, при наличии столкновений \mathbf{x}_0 становится комплексным. Приведенные формулы (14) - (17) при этом описывают одновременно и трансформацию, и столкновительное затухание - амплитуда плазменной волны убывает при $|\tau| \gg \epsilon_{xx}'' / \gamma$ как $\exp(-|\tau| \epsilon_{xx}'' / \gamma)$. Если $\epsilon_{xx}'' / \gamma \gg 1$, то при всех вещественных \mathbf{x} справедлива асимптотика (15) и пространственную дисперсию можно не учитывать даже при определении структуры поля в области трансформации. Можно сказать, что с ростом параметра ϵ_{xx}'' / γ происходит постепенный переход от трансформации к чисто столкновительному поглощению энергии. Замечательной особенностью рассматриваемого процесса является то, что энергия, теряемая электромагнитной модой, при этом не изменяется.

Решения, содержащие падающие плазменные волны, т.е. описывающие процесс трансформации плазменных волн в электромагнитные, можно построить используя W_1 , и W_3 , но мы их здесь касаться не будем.

Для справедливости полученных в этом разделе результатов необходимо выполнение условий

$$\gamma \ll 1, \quad \bar{k} \rho \gamma \ll 1, \quad (18)$$

где \bar{k} - характерные значения волнового вектора электромагнитной волны вдали от особой точки. Первое из этих неравенств обеспечивает справедливость приближения слабой пространственной дисперсии (10), (11); второе возникает

из сравнения размеров области трансформации и области, в которой справедливо потенциальное приближение (8) для поля электромагнитной моды.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПОЛЯ МЕТОДОМ ХАРАКТЕРИСТИК

Приведенные выше результаты относятся к частным решениям уравнения (5) вида (6). Поскольку, однако, оказалось, что положение особой точки \mathbf{x}_0 не зависит от k_y и k_x , можно утверждать, что особенность при $\mathbf{x}=\mathbf{x}_0$ будет иметь и суперпозиция таких решений

$$\varphi(\vec{r}) = \int a(\vec{k}_\perp) \Phi_{k_\perp}(\mathbf{x}) e^{i\vec{k}_\perp \cdot \vec{r}} d\vec{k}_\perp \quad (19)$$

при любой функции $a(\vec{k}_\perp)$, обеспечивающей достаточно хорошую сходимости интеграла (19). Таким образом, в случае плоскостистой плазмы существует обширный класс решений уравнения в частных производных (5), зависящих от одной произвольной функции, с особенностью на резонансной плоскости $\epsilon_{\mathbf{x}\mathbf{x}}=0$. (Напомним, что общий интеграл этого уравнения зависит от двух произвольных функций). Естественно возникает вопрос обобщения этого результата на случай, когда характер неоднородности плазмы является более сложным.

Рассмотрим простейшую, но практически интересную задачу о двумерно неоднородной плазме, когда ее параметры не зависят от одной координаты, скажем x , а магнитное поле направлено под углом $\psi=\psi(x,y) \neq \pi/2$ к плоскости $\mathbf{x}\mathbf{y}$. Примером такой конфигурации может служить плазменный цилиндр некругового сечения с продольным током, помещенный в продольное магнитное поле. Близкая конфигурация осуществляется также в ограниченных системах (например, пробкотронах), в которых параметры плазмы не зависят от азимутального угла.

Предположим, что в плоскости $\mathbf{x}\mathbf{y}$ имеется гладкая линия $\mathbf{x}=\mathbf{x}(y)$, аналогичная резонансной линии $\mathbf{x}=\mathbf{x}_0$ плоской задачи, на которой решения уравнения (5) имеют особенность. Определим сначала из качественных соображений положение и форму этой линии. Учитывая однородность плазмы вдоль оси x , ограничимся рассмотрением частных решений вида

$$\varphi(\vec{r}) = \Phi(x, y) \exp(ik_z z).$$

Вблизи "особой" линии функция Φ должна удовлетворять уравнению, являющемуся двумерным аналогом уравнения (7):

$$\epsilon_{xx} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + 2\epsilon_{xy} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y} + \epsilon_{yy} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \epsilon_x \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \epsilon_y \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0, \quad (20)$$

где $2\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} + \epsilon_{xy}$, $\epsilon_x = \frac{\partial \epsilon_{xx}}{\partial x} + ik_z (\epsilon_{zx} + \epsilon_{xz}) + \frac{\partial \epsilon_{yx}}{\partial y}$, $\epsilon_y = \frac{\partial \epsilon_{yy}}{\partial y} + ik_z (\epsilon_{zy} + \epsilon_{yz}) + \frac{\partial \epsilon_{xy}}{\partial x}$; слагаемые, не содержащие производных от Φ , отброшены.

Попытаемся теперь определить форму эквипотенциалей $\Phi(x, y) = \text{const}$; считая, что эти линии, как и "особая" линия $x = x(y)$, являются гладкими, можно утверждать, что величина $\mu \frac{\partial \Phi}{\partial y} / \frac{\partial \Phi}{\partial x}$ должна быть конечной и непрерывной функцией координат во всей рассматриваемой области. Тогда, дифференцируя тождество $\frac{\partial \Phi}{\partial y} = \mu \frac{\partial \Phi}{\partial x}$ по x и y и исключая с помощью полученных таким образом равенств $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial y}$ и $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2}$ из уравнения (20), находим приближенно (пренебрегая величинами $\frac{\partial \mu}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial x}$ и $\frac{\partial \mu}{\partial y} \frac{\partial \Phi}{\partial y}$ по сравнению с $\mu \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}$)

$$\epsilon_{xx} + 2\epsilon_{xy} \mu + \epsilon_{yy} \mu^2 = 0. \quad (21)$$

Следовательно, эквипотенциали должны удовлетворять одному из обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{dx}{dy} = -\mu_1, \quad \frac{dx}{dy} = -\mu_2, \quad (22)$$

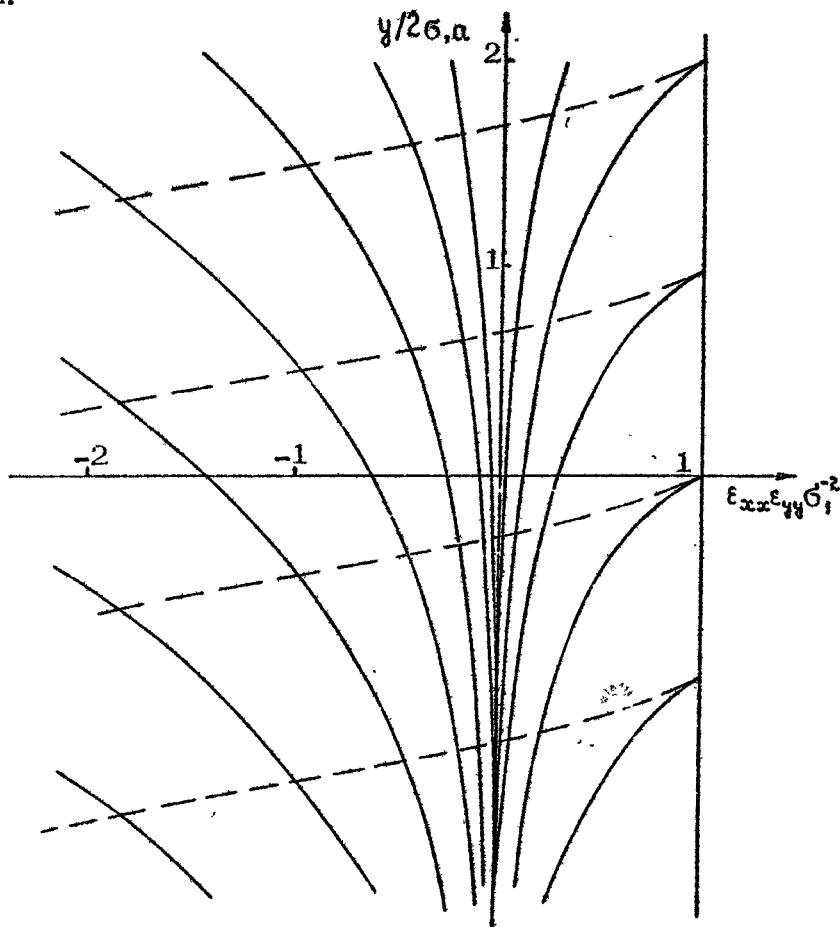
где $\mu_{1,2} = -\frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{yy}} \pm \sqrt{\frac{\epsilon_{xy}^2 - \epsilon_{xx}\epsilon_{yy}}{\epsilon_{yy}^2}}$ - корни уравнения (21)

Таким образом, в окрестности особенности эквипотенциали приближенно совпадают с одним из семейств характеристик уравнения (20). Существенно, что их форма определяется параметрами среды и совершенно не зависит от того, какое конкретно решение рассматривается. Чтобы получить представление о том, каким образом резонансные особенности поля связаны с топологией характеристик, вернемся к модели одномерно неоднородной плазмы, рассмотренной в разд. I. В этом случае, полагая снова $\epsilon_{xx} = (x_0 - x)/a$ и считая ϵ_{xy} и ϵ_{yy} в (22) постоянными, находим

$$\frac{1}{2} \frac{y - y_0 - \epsilon_{xy} \ln \left| \epsilon_{xy} \pm \sqrt{\epsilon_{xy}^2 - \epsilon_{xx}\epsilon_{yy}} \right| \mp \sqrt{\epsilon_{xy}^2 - \epsilon_{xx}\epsilon_{yy}}}{a}, \quad (23)$$

где y_0 - произвольная постоянная.

На рис.1 изображены два семейства характеристик (пунктир и сплошные линии), описываемые выражением (23). Видно, что линия $\tau = \tau_0$ является асимптотой для одного из семейств (как можно установить непосредственно из уравнений (22), сама линия $\tau = \tau_0$ также принадлежит к этому семейству). При $\epsilon_1 = 0$ ($\psi = 0$ или $\psi = \pi/2$) любая характеристика достигает резонансной линии на конечном расстоянии.



Р и с. 1. Структура характеристик в окрестности резонансной линии в плоскостной плазме

Приведенные результаты позволяют дать простую интерпретацию особенностей поля в одномерном случае: любое регулярное вдали от резонанса распределение потенциала приводит к появлению особенности поля на линии $\tau = \tau_0$ вслед-

ствии аномального сгущения ($\epsilon_1 \neq 0$) или пересечения ($\epsilon_1 = 0$) эквипотенциалей-характеристик. Естественно предположить, что с аналогичными причинами связаны особенности и в двумерном случае и, следовательно, они возможны только в гиперболической области уравнения (20), где величины $\mu_{1,2}$ вещественны (уравнение (20) в общем случае относится к смешанному типу).

Чтобы наглядно представить зависимость формы гиперболической области на плоскости $x'y'$ от параметров плазмы, рассмотрим произвольную точку на этой плоскости как начало локальной системы координат $x'y'$ с осью x' , перпендикулярной магнитному полю в рассматриваемой точке. Тогда компоненты тензора электрической проницаемости холодной плазмы в этой системе (при $x' = y' = 0$) будут иметь вид

$$\epsilon_{x'x'} = \epsilon, \epsilon_{x'y'} = -\epsilon_{y'x'} = -i\eta \cos \psi, \epsilon_{y'y'} = \epsilon \sin^2 \psi + \eta \cos^2 \psi,$$

так что $\epsilon_1 = 0$ и

$$\frac{dy'}{dx'} = \pm \sqrt{-\epsilon / (\epsilon \sin^2 \psi + \eta \cos^2 \psi)}.$$

Теперь ясно, что рассматриваемая точка принадлежит к гиперболической области, если в ней величины ϵ и $\epsilon \sin^2 \psi + \eta \cos^2 \psi$ имеют разные знаки. Границами этой области являются линии

$$\epsilon(x, y) = 0 \text{ и } \epsilon(x, y) \sin^2 \psi(x, y) + \eta(x, y) \cos^2 \psi(x, y) = 0. \quad (24)$$

Происхождение полученных соотношений можно пояснить следующим образом. Как известно, уравнение (5), независимо от наличия каких-либо особенностей, описывает потенциальные колебания холодной плазмы. В приближении геометрической оптики их волновой вектор удовлетворяет дисперсионному соотношению *)

$$k_{\perp}^2 \epsilon + k_{\parallel}^2 \eta = 0, \quad (25)$$

где k_{\perp} и k_{\parallel} — перпендикулярная и продольная (по отношению к внешнему магнитному полю) составляющие волнового вектора. Переход от уравнения (5) к уравнению (20) означает, что рассматриваются колебания, волновой вектор которых лежит в плоскости $x'y'$. С учетом этого обстоятельства можно записать (при $x' = y' = 0$)

*) Соотношение (25) легко получается также и из общего дисперсионного уравнения (1) при рассмотрении предела $k \rightarrow \infty$.

$$k_x^2 = k_x'^2 + k_y'^2 \sin^2 \psi, k_y^2 = k_y'^2 \cos^2 \psi.$$

В результате соотношение (25) принимает вид

$$k_x'^2 \varepsilon + k_y'^2 (\varepsilon \sin^2 \psi + \eta \cos^2 \psi) = 0.$$

Отсюда следует, что гиперболическая область уравнения (20), ограниченная линиями (24), совпадает с областью прозрачности для потенциальных ("двумерных") волн с $k_2 \ll k_x, k_y$.

Вернемся теперь к обсуждению особенностей решений уравнения (20), связанных, как отмечалось, с аномальным сближением или пересечением характеристик, принадлежащих одному и тому же семейству. Ясно, что такое пересечение возможно только в особых точках уравнений (22), которые, как легко понять, могут быть только на параболических линиях (24), разделяющих гиперболическую и эллиптическую области уравнения (20). С помощью (22) можно установить, что в произвольных точках этих линий оканчивается только одна характеристика каждого семейства и, следовательно, эти точки не являются особыми. Исключения составляют только точки, в которых характеристики касаются параболических линий. На первой из них ($\varepsilon = 0$) это имеет место там, где кривая касается проекции силовых линий магнитного поля на плоскость $x'y'$, а на второй ($\eta = 0$) — там, где эти проекции перпендикулярны кривой.

Рассмотрим сначала линию $\varepsilon = 0$. Поместим в предполагаемую особую точку этой линии начало упомянутой выше локальной системы координат, направив ось x' по внутренней (по отношению к гиперболической области) нормали к кривой $\varepsilon = 0$. При малых x' и y' можно положить

$$-\frac{\varepsilon_{x'x'}}{\varepsilon_{y'y'}} = \frac{1}{|\varepsilon_{yy}^0|} \left(\frac{x'}{a} + \frac{y'^2}{ba^2} \right), \quad \sigma_1 = \frac{y'}{a_0}, \quad \varepsilon_{y'y'}^0 = \varepsilon_{y'y'} \Big|_{\substack{x'=0 \\ y'=0}}, \quad \frac{1}{a_0} = \frac{\varepsilon_{y'y'}^0}{R}, \quad (26)$$

где R^{-1} — кривизна проекции силовой линии магнитного поля на плоскость $x'y'$. Подставляя эти выражения в (22) и вводя безразмерные переменные

$$\eta = \frac{x'}{a}, \quad s = \frac{y'}{a \sqrt{|\varepsilon_{yy}^0|}}, \quad (27)$$

получаем

$$\frac{d\xi}{ds} = \alpha_0 s \pm \sqrt{\xi + \alpha s^2}, \quad (28)$$

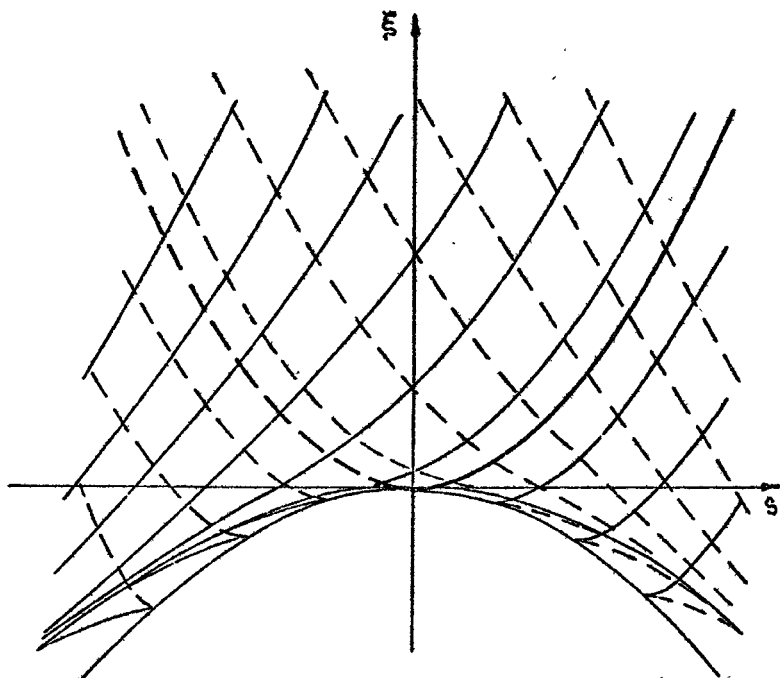
где

$$\alpha_0 = -\frac{a}{a_0} \frac{\varepsilon_{y'y'}^0}{|\varepsilon_{yy}^0|}, \quad \alpha = \frac{a^2}{a_0^2} + \frac{1}{b} |\varepsilon_{yy}^0|$$

В окрестности особой точки на линии $\xi \sin^2 \psi + \eta \cos^2 \psi = 0$ уравнение (2) преобразуется совершенно аналогичным образом и также может быть сведено к виду (28), но в выражениях (26) и (27) переменные x' и y' при этом меняются местами.

Уравнение (28) легко интегрируется [10]. Однако для установления основных особенностей поведения характеристик достаточно качественного анализа. Рассмотрим для простоты случай $\alpha_0 = 0$. При $\alpha > 0$, когда параболическая линия вогнута, среди решений уравнения (28) есть две параболы $\xi + \frac{\beta_{1,2}}{2} s^2 = 0$, где $\beta_{1,2} = -\frac{1}{4} \pm \frac{1}{4} \sqrt{16\alpha + 1}$. Ломанные линии, одна из которых состоит при $s < 0$ из отрезка первой параболы $\xi = -\frac{\beta_1}{2} s^2$ и при $s > 0$ - из отрезка второй, а другая является ее зеркальным отражением, представляют собой характеристики соответствующих семейств, проходящие через точку $\xi = s = 0$. Неаналитичность этих кривых свидетельствует о том, что эта точка является особой. Особенность такого типа называется седлом. Исследуем теперь поведение характеристик, проходящих вблизи такой "особой" характеристики, полагая, например, $\xi = -\frac{\beta_1}{2} s^2 + s^2 + \xi_1$ при $s > 0$ и $\xi = -\frac{\beta_1}{2} s^2 + \xi_1$ при $s < 0$. Линеаризуя уравнение (28) по малому отклонению ξ_1 , легко установить, что $\xi_1 \sim (s^2)^{-1/4} \beta_2$ при $s > 0$ и $\xi_1 \sim (s^2)^{-1/4} \beta_1$ при $s < 0$. Поскольку $\beta_1 > 0$ и $\beta_2 < 0$, это означает, что имеет место сближение характеристик вблизи седла и что парабола $\xi = -\frac{\beta_1}{2} s^2$ является их асимптотой (см. рис. 2). Из сопоставления рис. 1 и 2 видно, что поведение характеристик вблизи этой параболы вдали от седла в значительной мере напоминает картину характеристик вблизи особой линии $x = x_0$ одномерной задачи. Можно, следовательно, ожидать, что на параболе $\xi = -\frac{\beta_1}{2} s^2$ будет наблюдаться и аналогичная особенность электрического поля.

При $-\frac{1}{16} < \alpha < 0$ характерные параболы $\xi = -\frac{\beta_{1,2}}{2} s^2$ по-прежнему являются решениями (28), причем теперь $\beta_1 < 0$ и $\beta_2 < 0$. Рассмотрим поведение характеристики, проходящей через какую-либо точку $\xi_0, s_0 > 0$, лежащую между параболами $\xi = -\frac{\beta_2}{2} s^2$ и $\xi = -\alpha s^2$. Пусть $\left. \frac{d\xi}{ds} \right|_{\xi=\xi_0, s=s_0} > 0$. Так как в гиперболической области $d\xi/ds$ не обращается ни в нуль, ни в бесконечность, эта характеристика при $s \rightarrow 0$ не может ни достичь параболической линии $\xi = -\alpha s^2$, (к которой она должна подойти с



Р и с. 2. Характеристики в окрестности особой точки типа седло

$\frac{d\xi}{ds} = 0$, что при движении справа налево невозможно), ни пересечь граничную параболу $\xi = -\frac{\beta_2}{2} s^2$, которая также является характеристикой. Остается единственная возможность: при $s \rightarrow 0$ характеристика должна попасть в точку $s = 0, \xi = 0$ (рис.3). В этой точке "пересекается" бесконечное число характеристик; особенность здесь является узлом. Ясно, что такое "пересечение" характеристик должно приводить к особенности поля.

При большей кривизне параболической линии $\alpha < -1/16$ параметры $\beta_{1,2}$ становятся комплексными. Любая характеристика в этом случае имеет конечную длину и с обеих сторон ограничена параболической линией (рис.4). Через точку $\xi = s = 0$ не проходит ни одна характеристика, особенность является фокусом. Для понимания поведения электрического поля в этом случае оказывается полезной интерпретация характеристик, вытекающая из приближения геометрической оптики и представления о лучевых траекториях волн. Эти траектории, а также изменение геометрико-оптического волнового вектора вдоль них, описываются, как известно,

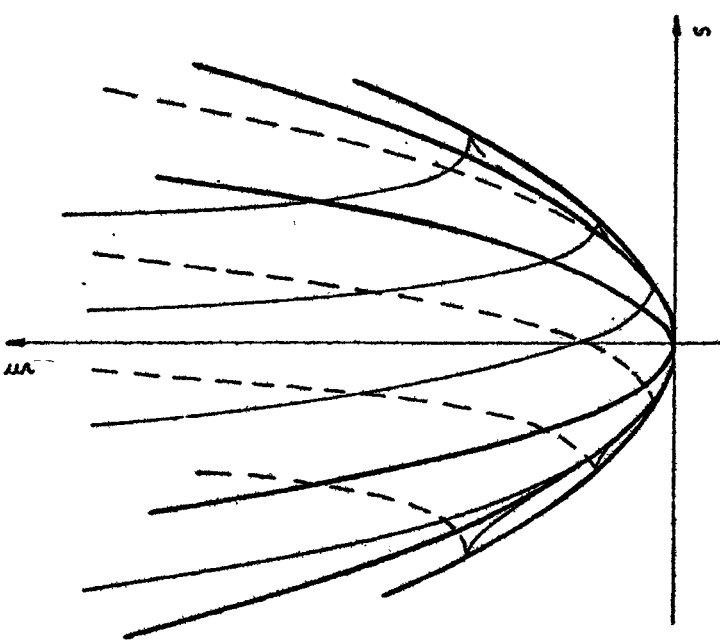


Рис.3

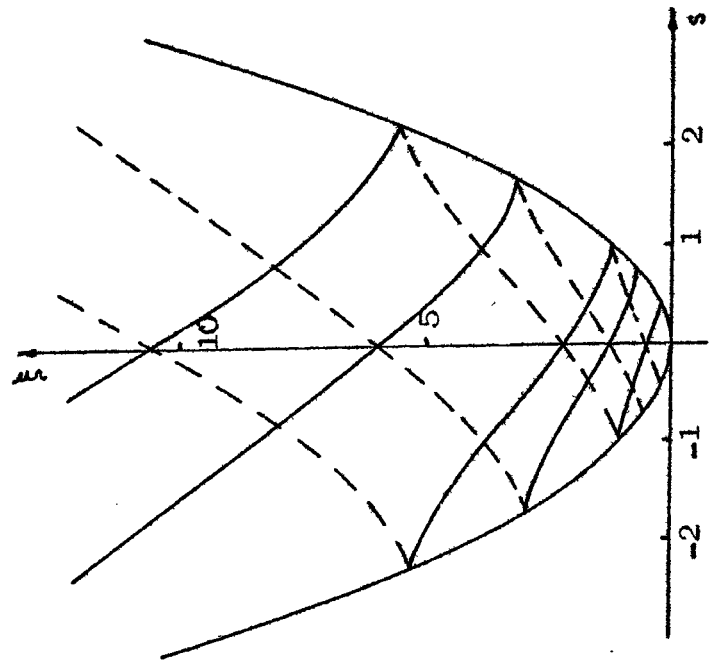


Рис.4

системой уравнений [11]

$$\frac{d\vec{r}}{ds'} = - \frac{\partial D}{\partial \vec{k}} \left| \frac{\partial D}{\partial \vec{k}} \right|^{-1}, \quad \frac{d\vec{k}}{ds'} = \frac{\partial D}{\partial \vec{r}} \left| \frac{\partial D}{\partial \vec{k}} \right|^{-1}, \quad (29)$$

где s' — длина дуги вдоль траектории, $D = D(\vec{k}, \omega, \vec{r}) = 0$ — дисперсионное уравнение для рассматриваемых волн, $\vec{k} = \nabla \Psi$, Ψ — эйконал. В нашей геометрии дисперсионное уравнение (25) принимает вид

$$D = k_x^2 \epsilon_{xx} + 2\epsilon_1 k_x k_y + k_y^2 \epsilon_{yy} = 0, \quad (30)$$

и для траекторий с использованием (30) получаем

$$\frac{dx}{dy} = \frac{k_x \epsilon_{xx} + \epsilon_1 k_y}{k_y \epsilon_{yy} + \epsilon_1 k_x} = - \frac{k_y}{k_x}. \quad (31)$$

Из сравнения соотношений (30) и (21) видно, что $\frac{k_y}{k_x} = \mu$ и, следовательно, уравнения (31) и (22) совпадают, так что характеристики уравнения (20) являются одновременно лучевыми траекториями, вдоль которых распространяется энергия волн. При встрече с параболической линией (границей области непрозрачности) луч "отражается", сохраняя свою энергию, по второй характеристике, выходящей из точки встречи. В результате оказывается, что в случае фокуса каждый луч, испытав бесконечное число отражений, но пройдя конечный путь, попадает в точку фокуса (см. рис. 4). Такое поведение лучевых траекторий, естественно, должно приводить к особенности поля в этой точке.

3. ПОЛЕ В ОКРЕСТНОСТИ ОСОБЫХ ТОЧЕК ХАРАКТЕРИСТИК

Изложенные соображения являются, конечно, чисто качественными, и попытаемся теперь подтвердить их с помощью решений уравнения (20). Для простоты рассмотрим случай $k_z = 0$ и $\Psi = 0$, когда $\epsilon_1 = 0$. Тогда, используя ту же систему координат и те же обозначения, как и при исследовании характеристик, получим из уравнения (20) при малых x' и y'

$$(\epsilon + \alpha s^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x'^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial s'^2} + \frac{\partial \varphi}{\partial x'} = 0. \quad (32)$$

Характер решений этого уравнения существенно зависит от типа особенности характеристик, поэтому рассмотрим по-

отдельности все три случая, начав с особой точки типа фокуса. В экспериментах система с особой точкой этого типа легко может быть реализована в виде прямой аксиально-симметричной плазменной конфигурации с однородным магнитным полем, направленным вдоль оси z , и с концентрацией, зависящей от цилиндрических координат r и z (см., например, [12], [13]). Аксиально-симметричные распределения потенциала описываются в такой системе цилиндрическим аналогом уравнения (32)

$$(\xi + \alpha \rho^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \rho^2} + \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} = 0, \quad (32a)$$

где $\xi = z/a$, $\rho = r/a\sqrt{\epsilon_0}$, $\alpha = \epsilon_0/b$ и предполагается $\eta = -(z/a + r^2/ba^2)$, $\epsilon_0 = \epsilon|_{r=0, z=0}$, $\epsilon_0 > 0$. Имея в виду сравнение с экспериментом, мы будем рассматривать уравнение (32a); полученные результаты с небольшими изменениями переносятся на уравнение (32).

Окрестность фокуса представляет собой неоднородный по длине и радиусу волновод для потенциальных колебаний. Поэтому должен существовать дискретный набор собственных мод, бегущих в направлении z и стоячих в радиальном направлении. Такие моды удается найти [14], они имеют вид

$$\omega_n^{(\pm)} = \left(\xi - \frac{1 \mp i\lambda}{8} \rho^2 \right)^{-1/2 \pm i(n+1/2)\lambda} F\left(-n; \frac{1}{2} \mp i\left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda; 1; t\right), \quad (33)$$

где F — гипергеометрическая функция, $\lambda = \sqrt{16|\alpha| - 1}$, $t = \mp 4i\rho^2/\lambda \left(\xi - \frac{1 \mp i\lambda}{8} \rho^2 \right)$, $n = 0, 1, 2, \dots$.

Наглядное представление о поведении функций (33) можно получить на примере основной моды ($n = 0$) в случае сильно вытянутой системы $\lambda = 4\sqrt{|\alpha|} \gg 1$. Внутри гиперболической области ($\xi \gg \frac{1}{8}\rho^2$) эта мода имеет вид

$$\omega_0^{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{\xi}} \exp\left(\pm i 2\sqrt{|\alpha|} \ln \xi - \kappa \frac{\rho^2}{\xi}\right). \quad (34)$$

С другой стороны, в сильно вытянутой системе, когда зависимость параметров плазменного волновода от ξ , можно считать медленной, естественно искать решения уравнения (32a) в виде

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{\xi}} f(\rho, \xi) \exp\left[\pm i \int \kappa(\xi') d\xi'\right], \quad (35)$$

где f - медленно меняющаяся функция ξ . Подставляя это выражение в (32 а), получаем в первом приближении

$$f'' + \frac{1}{\rho} f' + (k^2 \xi - |\alpha| k^2 \rho^2) f = 0,$$

где штрих означает дифференцирование по ρ , ξ рассматривается как параметр. Этому уравнению соответствует бесконечный набор собственных функций f_n , убывающих при $\rho \rightarrow \infty$, с дискретным спектром собственных значений параметра $k^2 \xi$, определяющим зависимость $k = k_n(\xi)$ для n -моды. Легко убедиться, в частности, что при $n = 0$ $f_0 = \exp(-|\alpha| \rho^2 / \xi)$, $k_0 = 2\sqrt{|\alpha| / \xi}$ и (35) совпадает с (34). Можно показать [14], что и в общем случае функции $\omega_n^{(\pm)}$ асимптотически стремятся к выражениям (35) с $f = f_n$ и $k = k_n(\xi)$.

Наиболее интересным свойством функции $\omega_n^{(\pm)}$ является особенность в точке фокуса. Как видно из (33), если ρ и ξ одновременно стремятся к нулю так, что $\rho^2 / \xi = \text{const}$, то $\omega_n^{(\pm)} \rightarrow \xi^{-1/2}$, $E_z \sim \xi^{-3/2}$. Степень этой особенности как раз такая, что обеспечивается поглощение энергии, не зависящее от частоты столкновений. Действительно, учет редких столкновений сводится, как и в одномерном случае, к замене $\xi \rightarrow \xi - i\varepsilon''$, $\varepsilon'' \sim \nu / \omega$. Принимая во внимание, что $E_z = \xi^{-3/2} F(\rho^2 / \xi)$, получаем для поглощаемой мощности

$$P \approx \varepsilon'' \int \frac{|F(\rho^2 / \xi)|^2 \rho d\rho d\xi}{(\xi^2 + \varepsilon''^2)^{3/2}}.$$

Проводя в этом интеграле замену переменных $\xi = \varepsilon'' t$, $\rho = \sqrt{\varepsilon''} \tau$, убеждаемся, что P не зависит от ε'' , и, следовательно, так же, как и в одномерной задаче, поглощение не исчезает и в пределе исчезающе малой диссипации.

Интересно заметить, что в поглощающей среде ($\varepsilon'' > 0$) функция $\omega_n^{(+)}$, описывающая распространение волны от фокуса, имеет особенность в точке с вещественными координатами $\xi = \varepsilon'' / \lambda$, $\rho = \sqrt{\varepsilon''} / \lambda$, в то время как функция $\omega_n^{(-)}$ при вещественных ρ и ξ особенности не имеет. Отсюда следует, что в холодной плазме физический смысл имеют решения, содержащие только падающие на фокус волны. Энергия таких волн полностью поглощается в окрестности точки фокуса. При учете пространственной дисперсии в его окрестности должна происходить полная трансформация падающей

электромагнитной волны в плазменную моду. В разд.4 этот вывод будет подтвержден прямым вычислением.

В случае особой точки типа узла или седла частные решения (33) уравнения (32а) остаются в силе, но здесь они менее полезны, поскольку в гиперболической области они не имеют осцилляторного характера и не описывают непосредственно распространяющиеся волны. Для исследования свойств решений в окрестности особых точек можно воспользоваться общим интегралом уравнения (32), который имеет вид [10]

$$\begin{aligned} \Phi = \alpha^\beta \int \Phi_1 \left[\alpha^{2\beta} \left(s - 2 \sqrt{\frac{\alpha}{1+4\beta}} t \right) (1-t^2)^{2\beta} \right] (1-t^2)^{-1/2+\beta} dt + \\ + \int_{-1}^1 \Phi_2 \left[\left(s - 2 \sqrt{\frac{\alpha}{1+4\beta}} t \right) (1-t^2)^{2\beta'} \right] (1-t^2)^{-1/2-\beta'} dt, \end{aligned} \quad (36)$$

где Φ_1 и Φ_2 — произвольные функции; $\beta \equiv \beta_1 = -\frac{1}{4} + \frac{1}{4} \sqrt{16\alpha + 1}$; $\beta' = \beta / (1+4\beta)$; $\alpha = \xi + \frac{\beta}{2} s^2$;

линия $\alpha = 0$ совпадает с обсуждавшейся в разд.2 "особой" параболой (асимптотой характеристик).

Если считать, что функции Φ_1 и Φ_2 в уравнении (36) не имеют особенностей при вещественных значениях своих аргументов, то первый интеграл описывает решение, имеющее особенность (точку ветвления) на параболе $\alpha = 0$, а второй — регулярное решение. Однако при отказе от этого ограничения на Φ_1 и Φ_2 можно в обоих интегралах получить решения, имеющие особенности на характеристиках уравнения (20). Так, например, если $\Phi_{1,2} \rightarrow \tau^{-\delta}$ при $\tau \rightarrow 0$, то при $\delta > \left(\frac{1}{2} - \beta\right) \times (1+2\beta)^{-1}$ для функции Φ_1 и при $\delta > \left(\frac{1}{2} + \beta'\right) (1+2\beta')^{-1}$ для Φ_2 в соответствующем интеграле появится особенность на линии $\xi = \frac{1+2\beta}{4} s^2$ (т.е. на второй из обсуждавшихся в разд.2 парабол). Особенности на характеристиках уравнения (20) не являются специфическими для двумерно неоднородной плазмы. Они возможны и в одномерной задаче. В этом легко убедиться, рассматривая выражение (36) в пределе $\beta \rightarrow 0$:

$$\Phi = \int_{-1}^1 \frac{\ln \left[\xi (1-t^2)^2 \right]}{\sqrt{1-t^2}} \Phi_3 (s - 2\sqrt{\xi} t) dt + \int_{-1}^1 \Phi_4 (s - 2\sqrt{\xi} t) \frac{dt}{\sqrt{1-t^2}}. \quad (37)$$

Здесь при регулярных Φ_3 и Φ_4 первый интеграл описывает особенность на линии гибридного резонанса $\xi = 0$, второй — регулярную часть потенциала. Если положить $\Phi_4 = \delta(2\sqrt{\xi}t + s_0 - s)$ и $\Phi_3 = 0$, то

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{4\xi - (s-s_0)^2}}, \quad (38)$$

так что поле имеет особенность на любой из характеристик (23) (при $\epsilon_1 = 0$). Такие особенности можно интерпретировать как результат плохой сходимости суперпозиции типа (19) частных решений уравнения (5). Действительно, положив $\Phi_4 = \frac{1}{\pi} \int \tilde{\Phi}(k) e^{ik\tau} dk$ и поменяв порядок интегрирования во втором интеграле (37), получаем (при $\Phi_3 = 0$) суперпозицию регулярных решений вида (6)

$$\Phi = \int \tilde{\Phi}(k) e^{Lks} J_0(2k\sqrt{\xi}) dk. \quad (39)$$

Видно, что достаточно быстрое убывание функций $\tilde{\Phi}(k)$ при $k \rightarrow \infty$ обеспечивает как регулярность функции, так и отсутствие особенностей потенциала волны. Функция (38) получается из (39) при $\tilde{\Phi}(k) = \omega n s t$. Таким образом, для появления особенностей вне линии гибридного резонанса $\xi = 0$ необходимо, чтобы в распределении потенциала, задаваемом граничными условиями, уже присутствовали с достаточным весом компоненты со сколь угодно большим значением волнового вектора. Такие особенности могут встречаться при возбуждении поля в плазме точечными источниками, или источниками "с разрывами" полей или их производных. Они являются обобщением хорошо известных особенностей однородной плазмы типа "резонансный конус" на случай неоднородной среды. Особенности на линии гибридного резонанса, в отличие от особенностей типа (38), возникают при любых плазных распределениях потенциала на границе. Естественно думать, что этот результат переносится и на случай двумерно-неоднородной плазмы: особенности на характеристиках уравнения (20) "генерируются" специфическими "разрывными" граничными условиями, тогда как резонансные особенности на резонансной линии "генерируются" самой плазмой вследствие ступенчатости эквипотенциалов. В дальнейшем будем интересоваться главным образом особенностями при $\omega = 0$, возникающими при регулярных функциях Φ_1 и Φ_2 в интегралах (36).

При малых u формулу (36) можно приближенно представить в виде

$$\Phi = u^\beta F_1(u^{2\beta} s) + F_2(s), \quad E_u \approx -\frac{d\Phi}{du} = F(u^{2\beta} s) u^{\beta-1}, \quad (40)$$

где F_1 и F_2 — произвольные функции, $F(\tau) = -\beta [F_1(\tau) + 2\tau F_1'(\tau)]$. Эти выражения легко получить и непосредственно из уравнения (32). Вводя в нем вместо ξ новую переменную $u = \xi + \frac{\beta}{2} s^2$ и учитывая, что в окрестности особенности $|E_u| \gg |E_s|$, можно записать

$$u \frac{dE_u}{du} - 2\beta s \frac{dE_u}{ds} + (1-\beta) E_u = 0. \quad (41)$$

Это уравнение является двумерным аналогом уравнения (7). Легко убедиться, что выражения (40) — аналог одномерных решений (8) — являются общим решением уравнения (41).

Особенность электромагнитного поля при $u=0$ приводит, как и в случае фокуса, к резонансному поглощению энергии, которое легко рассчитать, учитывая диссипацию с помощью замены $u \rightarrow u - ie''$:

$$P \sim e'' \int |E_u|^2 du ds. \quad (42)$$

Если функция F такова, что интеграл $\int_{-\infty}^{\infty} |F(\tau)|^2 d\tau$ сходится, то интегрируя в выражении (42) сначала по s , а затем по u , получим конечную величину, не зависящую от e'' . Этот результат относится к локализованным распределениям поля. Если поле не убывает достаточно быстро при $|s| \rightarrow \infty$, то величина P оказывается бесконечной, что не должно вызывать удивление, поскольку речь идет о поглощении на всей бесконечно длинной линии $u=0$.

Формулы (36) и (40) относятся в равной мере к случаю седла ($\beta > 0$) и узла ($-\frac{1}{4} < \beta < 0$). Однако поведение поля при $u \rightarrow 0$ в этих случаях оказывается различным. Предположим для наглядности, что поле на линии $u = \text{const} \neq 0$ имеет вид локализованного волнового пакета с максимумом в точке s_0 . Тогда, как видно из выражений (40), в случае седла положение максимума будет при $u \rightarrow 0$ неограниченно смещаться в сторону больших s , а ширина пакета будет также неограниченно возрастать. В случае же узла распределение поля будет сжиматься в точке $s=0$, $u=0$. Такое поведение поля вблизи "особой" линии $u=0$ полностью соответствует картине эквипотенциалей, описанной в разд.2.

Определенный интерес может представить также решение уравнения (32), описывающее падение квазиклассической волны из глубины гиперболической области $u > 0$ на особую линию $u = 0$:

$$\Phi = \int_0^{\infty} t^{-\frac{1-\beta}{1+2\beta}} \exp \left[ikt \frac{2\beta}{1+2\beta} \left(\frac{t}{1+4\beta} + s + \frac{u}{t} \right) \right] dt.$$

Вдали от линии $u = 0$ в области $u > 0$ поле, описываемое этой формулой, носит волновой характер. В глубь эллиптической области ($-\xi \gg |k|s^2$) оно убывает. В пределе $\beta \rightarrow 0$ это выражение переходит в соответствующее решение одномерной задачи

$$\Phi = i\pi e^{iks} H_0^{(1)}(2k\sqrt{\xi}),$$

описывающее полное поглощение волны (моды Трайвеллписа-Гоулда) в резонансном слое $\xi = 0$.

Всюду в этом параграфе при расчетах резонансного поглощения энергии волн предполагалось $\text{Im } \xi < 0$, т.е. неявно считалось, что величина ϵ_{44}^0 , входящая в формулы (26), положительна. При $\epsilon_{44}^0 < 0$ следует считать $\text{Im } \xi > 0$ и учесть одновременно изменение знака групповых скоростей рассматриваемых волн. (Напомним, что групповая скорость потенциальной волны вдоль магнитного поля направлена в ту же сторону, что и фазовая, а в перпендикулярном магнитному полю направлении они ориентированы противоположным образом).

4. ПОЛЕ В ОБЛАСТИ ТРАНСФОРМАЦИИ ВОЛН

Уравнение, описывающее трансформацию электромагнитных волн в плазменные, получается, как и в одномерном случае, добавлением к (41) слагаемого с 4-й производной потенциала по направлению нормали к "особой" линии $u = 0$:

$$\gamma^3 \frac{\partial^3 E_u}{\partial u^3} - u \frac{\partial E_u}{\partial u} + 2\beta s \frac{\partial E_u}{\partial s} - (1-\beta) E_u = 0, \quad (43)$$

где $\gamma^3 = \frac{r_T^2}{a^2} \frac{\epsilon_{44}}{|\epsilon_{44}^0|}$. Как легко убедиться, общим решением этого уравнения, содержащим уходящую плазменную волну, является выражение

$$E_u = \int_0^{\infty} \tilde{F}(t^{-2\beta} s) t^{-\beta} \exp\left[-i\left(ut + \frac{\gamma^3 t^3}{3}\right)\right] dt, \quad (44)$$

где \tilde{F} - произвольная функция. Рассмотрим асимптотику этого выражения при $u \gg \gamma$, когда основной вклад в (44) дает начало пути интегрирования:

$$E_u = \int_0^{\infty} \tilde{F}(t^{-2\beta} s) t^{-\beta} \exp(-iut) dt. \quad (45)$$

Переходя к новой переменной интегрирования $P = t/u$, легко установить, что выражение (45) совпадает по виду с формулой (40). Поэтому можно записать

$$u^{\beta-1} F(u^{2\beta} s) = \int_0^{\infty} \tilde{F}(t^{-2\beta} s) t^{-\beta} \exp(-iut) dt.$$

Видно, что это выражение представляет собой преобразование Лапласа. Следовательно, имеет место соотношение

$$\tilde{F}(t^{-2\beta} s) t^{-\beta} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u^{\beta-1} F(u^{2\beta} s) \exp(iut) du, \quad (46)$$

где контур интегрирования должен обходить точку $u = 0$ по пути с $\text{Im } u < 0$.

В области $-u \gg \gamma$ основной вклад в интеграл (44) дает начало пути и окрестность перевальной точки. Ясно, что начало пути снова дает выражение (40), продолженное в область $u < 0$ по обычному правилу обхода особой точки $u=0$. Окрестность перевальной точки $t = \sqrt{-u/\gamma^3}$ в (44) приводит к формуле

$$E_{u,p} = \sqrt{\pi} \gamma^{\beta-1} \left(\frac{u}{\gamma}\right)^{-1/4 - \beta/2} \tilde{F}\left[s\left(\frac{u}{\gamma^3}\right)^{-\beta}\right] \exp\left\{i\left[\frac{2}{3}\left(\frac{u}{\gamma}\right)^{3/2} - \frac{\pi}{4}\right]\right\}. \quad (47)$$

Формулы (44)-(47) полностью решают задачу о трансформации электромагнитной волны в плазменную в окрестности линии $u = 0$. Действительно, находя из решений волнового уравнения для холодной плазмы структуру поля вблизи особенности (т.е. функцию \tilde{F}), рассчитываем по ней \tilde{F} с помощью (46). Формула (47) дает нам при этом поле плазменной волны, а интеграл (44) описывает поле в области трансформации. Причем нужная ветвь решения уравнения для холодной плазмы получается автоматически, если будем

рассматривать эти решения при вещественных координатах, но учтем столкновительное затухание волн.

Для иллюстрации полученных соотношений рассмотрим частные решения уравнения (41) вида

$$E_u = u^{\beta-1} (u^{2\beta} s)^{-iq},$$

являющиеся двумерным аналогом решений (8) с $\epsilon = -2\beta q - i\beta$. Как и в одномерном случае, при $|\epsilon| \gg 1$ они имеют квазиклассический вид и описывают практически полное — с точностью до $\exp(-2\pi|\epsilon|)$ — поглощение падающей волны в резонансном слое. Исследуем поведение пакета таких волн

$$\begin{aligned} E_u &= u^{\beta-1} (u^{2\beta} s)^{-iq_0} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\rho q^2} (u^{2\beta} s / u_0^{2\beta} s_0)^{iq} dq = \\ &= \sqrt{\frac{\pi}{\rho}} u^{\beta-1} (u^{2\beta} s)^{-iq_0} \exp\left[-\frac{1}{4\rho} \left(2\pi \frac{u^{2\beta} s}{u_0^{2\beta} s_0}\right)^2\right]. \end{aligned}$$

Подставляя это выражение в (46) и считая $\rho \gg 1$, находим, что в формуле (47)

$$\tilde{F}\left[s(-u/\gamma^3)^\beta\right] = \frac{(2\beta q_0)^{\beta-1/2}}{\sqrt{2\pi i}} e^{2i\beta q_0} F\left[(2\beta q_0 \gamma)^{2\beta} (-u/\gamma)^\beta s\right].$$

Из приведенных формул видно, что "волновой пакет" распространяется вдоль линии $s/s_0 = (u_0/u)^{2\beta}$, совпадающей с характеристикой, до расстояния порядка $\gamma\beta q_0$ от линии $u=0$; после этого пакет полностью трансформируется в плазменную моду без изменения своей формы. В случае седла распределение поля смещается при подходе к области трансформации в сторону больших s и уширяется, а в случае узла — сужается и стремится к началу координат.

В случае фокуса вместо использования уравнения (43) удобнее рассмотреть трансформацию мод (33) исходя из уравнения (32 а) с дополнительным членом, учитывающим пространственную дисперсию:

$$\gamma^3 \frac{\partial^4 \varphi}{\partial \xi^4} = (\xi + \alpha \rho^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \varphi}{\partial \rho} - \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} = 0.$$

Непосредственной подстановкой в уравнение можно убедиться, что его решениями являются функции

$$\varphi_n^{(\pm)} = A_n \int_{C_2} \exp\left(tu - \frac{\gamma^3 t^3}{3}\right) t^{-1/2 \pm i(n+1/2)\lambda} \Gamma(-n, t; \pm 4it\rho^2/\lambda) dt, \quad (48)$$

где контур интегрирования такой же, как и для функции W_2 в (13), Γ - вырожденная гипергеометрическая функция, $u = \xi - \frac{1 \pm i\lambda}{\theta} \rho^2$.

$$A_n = \frac{\exp\left\{-i\pi\left[\frac{1}{2} \pm i(n+1/2)\lambda\right]\right\}}{\Gamma\left(\frac{1}{2} \pm i(n+1/2)\lambda\right)}.$$

В асимптотической области $|\lambda| \gg \gamma$ при интегрировании по начальному участку контура в экспоненте можно пренебречь слагаемым $\frac{1}{3} \gamma^3 t^3$, направить контур в область $\text{Re } tu < 0$ и распространить интегрирование до бесконечности. Тогда интегралы (48) легко вычисляются и в точности воспроизводят функции $\omega_n^{(\pm)}$ в (33).

Окрестность перевальной точки $t = -i\sqrt{u/\gamma^3}$ воспроизводит, как и обычно, поле плазменной волны. Причем оказывается, что интегралы (48) для $\varphi_n^{(+)}$, воспроизводящие $\omega_n^{(+)}$ при $u > 0$, содержат экспоненциально растущее при $\rho \rightarrow \infty$ плазменное поле, так что, как и в случае холодной плазмы со столкновениями, физический смысл имеют только интегралы (48) для $\varphi_n^{(-)}$. Выбрав контур C_3 , можно получить решение, описывающее трансформацию плазменной моды в электромагнитную волну. Это решение получается также из $\varphi_n^{(-)}$ путем комплексного сопряжения.

Рассмотрим подробнее структуру плазменного поля на примере основной моды ($n = 0$) [15]. Электрическое поле $E_z = \partial\varphi/\partial\xi$ этой моды имеет в соответствии с выражением (48) следующий вид:

$$E_z = A'_0 \int_0^\infty \exp\left[-i\left(\frac{\gamma^3 k^3}{3} + k\xi\right) + \frac{1}{\theta}(i-\lambda)k\rho^2\right] k^{1/2+i\frac{\lambda}{2}} dk, \quad (48a)$$

где контур интегрирования направлен вдоль мнимой оси, $A'_0 = \exp\left[-\frac{\pi}{4}(i+\lambda)\right] / \Gamma\left(\frac{1}{2} + \frac{i\lambda}{2}\right)$. При $\lambda \gg 1$ в присоединенной области этот интеграл легко вычисляется методом стационарной фазы

$$E_z = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda} \frac{k_0^{3/2+i\lambda/2}}{\sqrt{1+4\gamma^3 k_0^3/\lambda}}} \exp\left(\frac{2i}{3}\gamma^3 k_0^3 - \frac{\lambda}{\theta} k_0 \rho^2\right),$$

где $k_0(\xi)$ является корнем уравнения

$$\xi^3 k_0^3 + \xi k_0 - \lambda/2 = 0, \quad (486)$$

стремящимся к $\lambda/2\xi$ при $\xi \rightarrow \infty$. Величина $k_0(\xi)$ имеет смысл квазиклассического волнового вектора; с убыванием ξ она монотонно возрастает. При $-\xi \gg 1$ поле имеет вид узкого луча с гауссовым распределением амплитуды.

5. ПОЛЕ ВДАЛИ ОТ ОСОБЕННОСТЕЙ В ПРИБЛИЖЕНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

При исследовании особенностей поля существенно использовалось предположение о потенциальности волны, в рамках которого можно рассматривать только резонансную область. Чтобы получить представление о поведении поля вдали от особенностей, необходимо отказаться от упрощающего предположения о потенциальности волн. К сожалению, решить полное волновое уравнение при двумерном характере неоднородности плазмы в сколь-нибудь общем виде не удастся, поэтому ограничимся рассмотрением ряда примеров, характеризующих некоторые закономерности связи между поведением поля в "малом" (вблизи особенности) и в "большом" (вдали от нее).

Рассмотрим для простоты случай, когда внешнее магнитное поле однородно, а концентрация плазмы слабонеоднородна и зависит от двух пространственных координат x и z (ось z направлена вдоль магнитного поля). Поле волн будем также считать зависящим только от координат x и z (т.е. $k_y = 0$) и используем приближение геометрической оптики.

Как уже отмечалось, потенциальное приближение соответствует пределу $k \rightarrow \infty$, в котором можно пренебречь последними двумя слагаемыми в уравнении (1). В нашей геометрии потенциальные волны с $k_y = 0$ могут существовать во всей области плазмы, в которой $\varepsilon/\eta < 0$. Особые точки характеристик находятся на линиях, ограничивающих эту область, — на линии критической концентрации $\eta = 0$ (в тех точках, где касательная к ней перпендикулярна магнитному полю) и на линии гибридного "резонанса" $\varepsilon = 0$ (в точках, в которых касательная к ней параллельна магнитному полю). Будем теперь рассматривать уравнение (1) при больших, но ко-

нечных k . Тогда в области $|\epsilon| \ll q^2/|\eta|$, $|\epsilon| \ll |\eta|$ можно записать

$$D = \epsilon k_x^2 + \eta k_z^2 + \frac{\omega^2}{c^2} q^2 = 0. \quad (49)$$

Это уравнение является существенно более точным, чем соответствующее уравнение потенциального приближения. Так, например, в случае одномерной неоднородности $\epsilon = \epsilon(x)$ оно правильно описывает особенность k_x^2 при любых углах падения волны (при произвольных k_z). Однако при $k_z^2 \times \tau^2/\eta\omega^2 \rightarrow -q^2$ область его применимости становится чрезвычайно узкой, поскольку к линии $\epsilon = 0$ в этом случае приближается область трансформации рассматриваемой нами медленной волны в быструю моду. Поэтому в случае нижнегибридного резонанса ($\eta < 0$ при $\epsilon = 0$) уравнение (49) носит несколько модельный характер. Разумеется, в нем не учитывается также существование барьера непрозрачности вдали от линии $\epsilon = 0$ в случае верхнегибридного резонанса.

В окрестности особой точки можно, так же, как и в разд. 2, положить $-\eta\epsilon/|\eta| = (x/a + z^2/ba^2)$, а остальные компоненты тензора электрической проницаемости считать постоянными, равными их значениям при $\epsilon = 0$. Уравнение (49) при этом можно представить в виде

$$D(\vec{k}, \xi, s) = (\xi + \alpha s^2) k_x^2 - k_z^2 + q_0 = 0, \quad (49a)$$

где

$$\xi = x/a; \quad s = z/a\sqrt{|\eta_0|}; \quad \alpha = |\eta_0|/b; \quad \eta_0 = \eta|_{\epsilon=0};$$

$$q_0 = - \left. \frac{\omega^2 a^2 \eta q^2}{c^2 |\eta|} \right|_{\epsilon=0}; \quad k_x = \frac{\partial \Psi}{\partial \xi}; \quad k_z = \frac{\partial \Psi}{\partial s}.$$

Система уравнений (29) при этом принимает следующий вид:

$$\frac{d\xi}{ds} = - \frac{k_x (\xi + \alpha s^2)}{k_z}; \quad \frac{dk_x}{ds} = \frac{k_x^2}{2k_z}; \quad \frac{dk_z}{ds} = \frac{\alpha s k_x^2}{k_z}. \quad (50)$$

Введем новую функцию $f(s) = k_x/sk_z$. Дифференцируя ее по s и исключая dk_x/ds и dk_z/ds с помощью уравнений (50), находим

$$s f \frac{df}{ds} = - \left(f^2 + \frac{1}{2} f - \alpha \right). \quad (51)$$

Решение этого уравнения удобно представить в параметрической форме

$$s = s_0 e^{v/4} \operatorname{sh} \frac{\lambda_0 v}{4}; \quad f = -\frac{1}{4} \left(1 + \lambda_0 \operatorname{cth} \frac{\lambda_0 v}{4} \right), \quad (52)$$

где $\lambda_0 = \sqrt{1 + 16\alpha}$, s_0 — произвольная постоянная. Используя уравнения (49а) и (50), легко получить также параметрические представления для координаты лучевой траектории и для значений волновых векторов в этой точке

$$\frac{\xi}{s_0^2} = \left(\alpha + \frac{1}{16} + \frac{1}{8} \operatorname{sh}^2 \frac{\lambda_0 v}{4} - \frac{\lambda_0}{16} \operatorname{sh} \frac{\lambda_0 v}{2} \right) e^{v/2} - \varpi e^v; \quad (53)$$

$$k_{\xi}^2 s_0^2 = \varrho_0 \varpi^{-1} e^{-v}; \quad k_s = s f k_{\xi},$$

где ϖ — вторая произвольная постоянная.

Отметим, что в соответствии с формулами (52), (53) функции $\xi = \xi(s)$ и $\vec{k} = \vec{k}(s)$ могут быть вещественными не только при вещественных значениях v , s_0 и ϖ , но и при определенным образом выбранных комплексных значениях. Так, положив $v = v_1 + 2i\pi/\lambda$ и очевидным образом переобозначив константы, получаем

$$s = s_0 e^{v_1/4} \operatorname{ch} \frac{\lambda_0 v_1}{4}; \quad f = -\frac{1}{4} \left(1 + \lambda_0 \operatorname{th} \frac{\lambda_0 v_1}{4} \right);$$

$$k_{\xi}^2 s_0^2 = \frac{\varrho_0}{\varpi} e^{-v_1}; \quad k_s = s f k_{\xi};$$

$$\frac{\xi}{s_0^2} = \left(-\alpha - \frac{1}{16} + \frac{1}{8} \operatorname{ch}^2 \frac{\lambda_0 v_1}{4} + \frac{\lambda_0}{16} \operatorname{sh} \frac{\lambda_0 v_1}{2} \right) e^{v_1/2} - \varpi e^{v_1}. \quad (54)$$

Наконец, заметим, что решениями уравнения (51), также являются $f = -\frac{1}{4} \pm \sqrt{\alpha + 1/16} = \beta_{1,2} = \text{const}$. В этом случае траектории описываются выражениями

$$\xi = -\frac{\beta_{1,2}}{2} s^2 - \varpi |s|^{-1/\beta_{1,2}}, \quad (55)$$

$$k_{\xi}^2 = \frac{\varrho_0}{\varpi} |s|^{1/\beta_{1,2}}; \quad k_s = \beta_{1,2} k_{\xi}.$$

Формулы (52)–(55) оказываются удобными при $\alpha > -1/16$, когда особая точка является седлом ($\alpha > 0$) или узлом ($0 > \alpha > -1/16$). В случае фокуса (при $\alpha < -1/16$) формулы (52), (53) и (54) дают одно и то же решение:

$$s = s_0 e^{v/4} \cos \frac{\lambda v}{4}; \quad f = -\frac{1}{4} \left(1 + \lambda \operatorname{tg} \frac{\lambda v}{4} \right); \quad \lambda = |\lambda_0|;$$

$$\kappa_s^2 s_0^2 = \frac{q_0}{\alpha} e^{-\nu} ; \quad \kappa_s = s f \kappa_{\xi} ;$$

$$\xi/s_0^2 = \left(-\alpha - \frac{1}{16} + \frac{1}{8} \cos^2 \frac{\lambda \nu}{4} - \frac{1}{16} \sin \frac{\lambda \nu}{2} \right) e^{\nu/2} - \alpha e^{\nu}. \quad (56)$$

Выражения (55) при $\alpha < -1/16$ теряют смысл.

Полученные результаты иллюстрируются рис.5-8, на которых изображены лучевые траектории волн, описываемые формулами (52)-(55) при различных значениях постоянных α . При этом следует иметь в виду, что постоянные s_0 могут быть как положительными, так и отрицательными, так что изображенным лучевым траекториям соответствуют также зеркальные отражения относительно оси ξ . Траектории, выделенные жирной линией, относятся к случаям $\alpha = 0$. Они как легко убедиться, совпадают с характеристиками потенциального приближения и, естественно, могут существовать только в гиперболической области уравнения (5) (при $\xi > -\alpha s^2$). Лучевые траектории при $\alpha \neq 0$ могут выходить в эллиптическую область, причем на параболической линии $\xi = -\alpha s^2$, $d\xi/ds = 0$ и $\kappa_s^2 = q_0$.

Как видно из рис.5-8, поведение лучевых траекторий существенным образом зависит от типа особой точки характеристик. Так, в случае седла (рис.5) почти все траектории, выпущенные из бесконечно удаленной точки $\xi \rightarrow \pm \infty$, при своем продолжении в конце концов начнут асимптотически приближаться к характерной параболе $\xi = -\frac{\beta_1}{2} s^2$; являющейся асимптотой характеристик. При малых значениях постоянных α (или при больших значениях s_0) можно заметить, что это сближение происходит в два этапа: вначале лучевая траектория приближается к соответствующей характеристике, а затем (вместе с этой характеристикой) — к параболе $\xi = -\frac{\beta_1}{2} s^2$. Естественно, что такое поведение лучевых траекторий приводит, в соответствии с результатами разд.2, к группировке энергии волн вдоль линии $\xi = -\frac{\beta_1}{2} s^2$ и к появлению особенности поля на этой линии.

Особого рассмотрения заслуживает семейство лучевых траекторий (55) с $f = \beta_2$ (рис.6). Все эти траектории заканчиваются в точке $\xi = 0$, $s = 0$, причем с приближением к этой точке вдоль траектории $\kappa_s^2 \rightarrow \infty$.

В случае узла (рис.7) все траектории, выпущенные из бесконечно удаленной точки $\xi \rightarrow -\infty$, заканчиваются в узловой

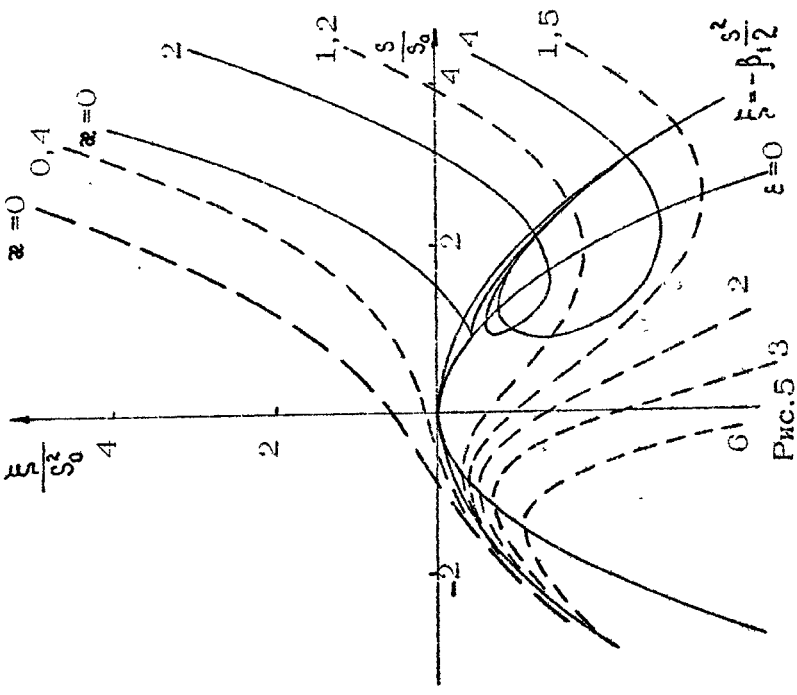


Рис.5

Р и с.5. Лучевые траектории волн в окрестности седла.

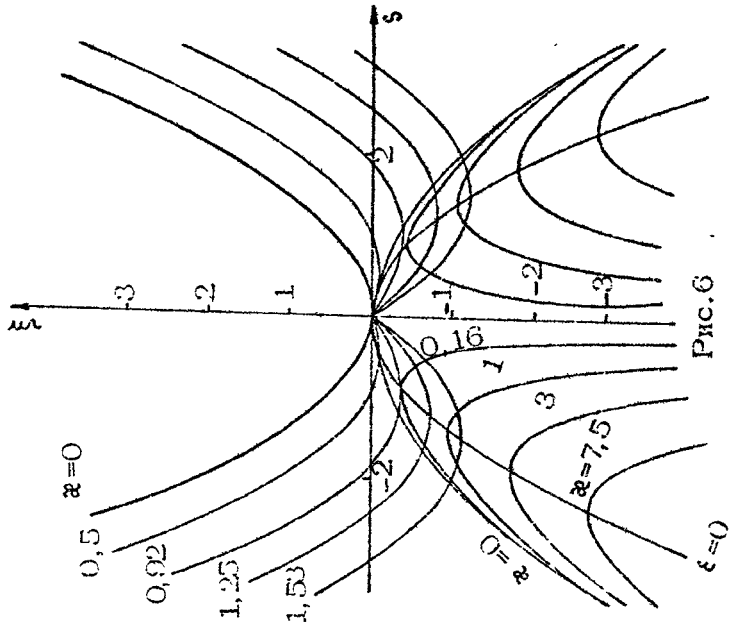
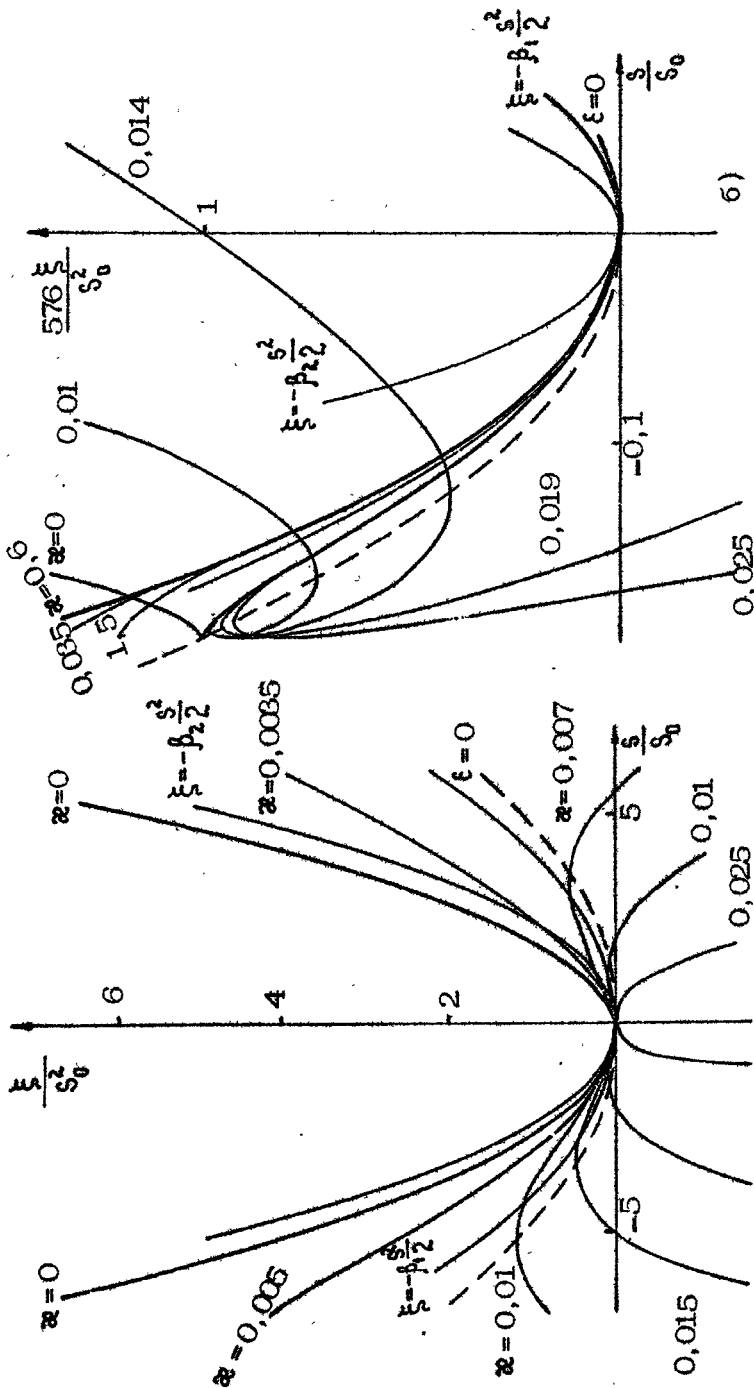
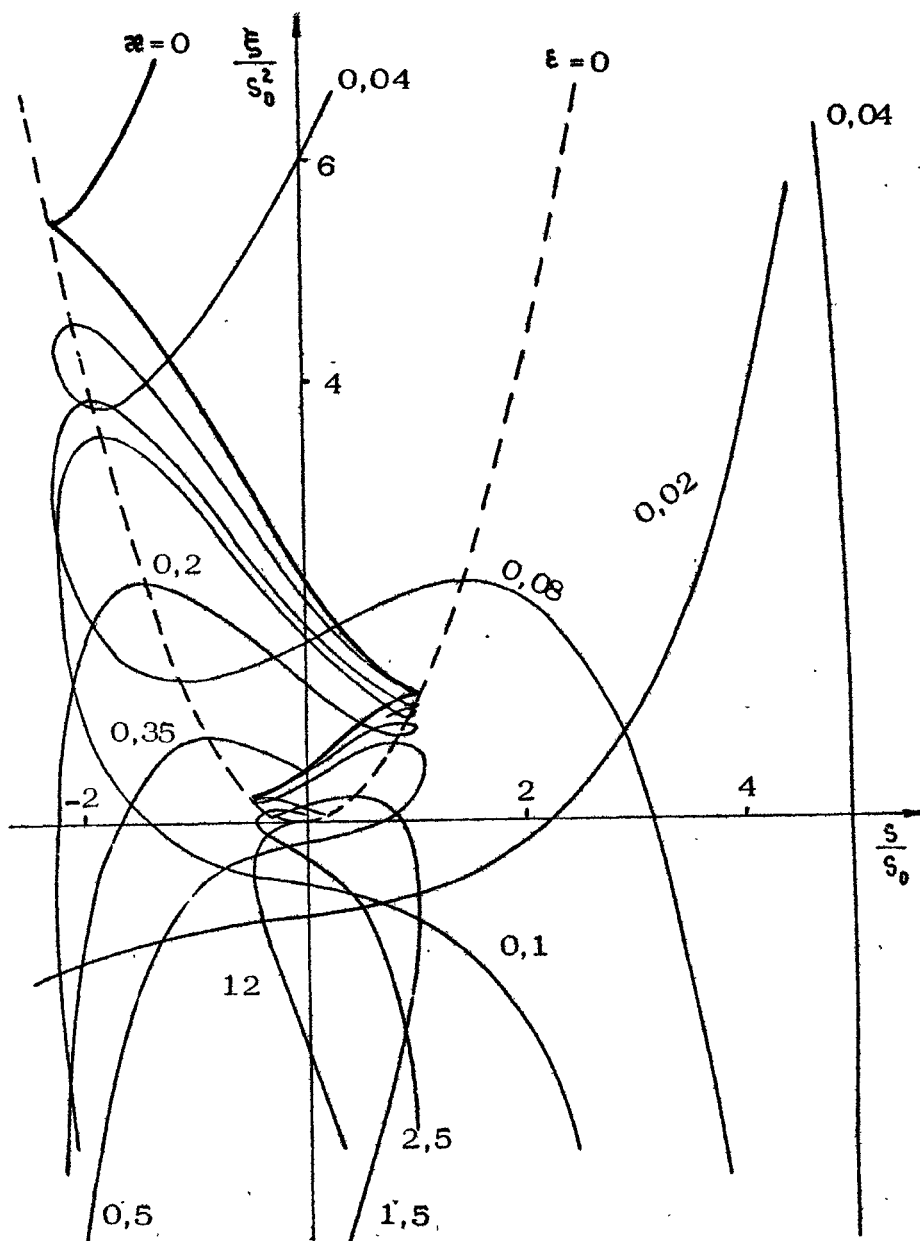


Рис.6

Р и с.6. Система лучевых траекторий, описываемая уравнениями (55)





Р и с. 8. Лучевые траектории в окрестности фокуса

точке $\xi = 0, \varsigma = 0$. При этом траектории, описываемые формулами (52)-(54), а также (10) с $f = \beta_1$, вначале сближаются с линией $\xi = -\frac{\beta_1}{2} \varsigma^2$. Траектории семейства (55) с $f = \beta_2$ на подходе к узлу приближаются к параболе $\xi = -\frac{\beta_2}{2} \varsigma^2$. При $\alpha \neq 0$ все траектории при удалении от узла в конце концов уходят в область $\xi < 0$ и затем стремятся к бесконечности ($\xi \rightarrow -\infty$). Наоборот, при $\alpha = 0$ для всех траекторий при удалении от узла $\xi \rightarrow +\infty$. Отметим, что при $|\xi| \rightarrow \infty$ $k_{\xi}^2 \rightarrow 0$.

В случае фокуса (рис. 8) при $\alpha \neq 0$ все траектории также выходят из области $\xi \rightarrow -\infty$ (если, конечно, уходят в эту область), "захватываются" в гиперболическую область, приближаются к одной из характеристик и затем начинают асимптотически приближаться к фокусу, последовательно поворачивая вблизи линии $\xi = -\alpha \varsigma^2$ по все уменьшающимся петлям.

Приведенные рисунки относятся к случаю $q_0 > 0$, когда на линии $\epsilon = 0$ $\eta > 0$. Это соответствует условиям нижнегибридного резонанса. Поведение лучевых траекторий при $q_0 < 0$ легко понять, если обратить внимание на структуру выражений для координаты ξ -траектории. Поскольку вещественным значениям k_{ξ} при $q_0 < 0$ соответствует $\alpha < 0$, видно, что в отличие от предыдущего случая лучевые траектории смещаются при увеличении $|\alpha|$ вверх от своих характеристик (т.е. вглубь гиперболической области).

Рассмотрим теперь кратко влияние теплового движения частиц. В рамках приближений, сформулированных в разд. 4, можно включить в дисперсионное уравнение (49) дополнительное слагаемое с 4-й степенью, соответствующее учету тепловой поправки в компоненте тензора $\epsilon_{xx} = \epsilon - \rho_T^2 k_x^2$. При этом дисперсионное уравнение (49а) в окрестности линии $\epsilon = 0$ приобретает вид

$$D = (\xi + \alpha \varsigma^2) k_{\xi}^2 - k_{\xi}^2 + q_0 - \gamma_0^3 k_{\xi}^4, \quad (57)$$

где

$$\gamma_0^3 = -\frac{q_0}{|\eta_0|} \frac{\rho_T^2}{a^2}.$$

Легко убедиться, что при такой функции $D(k)$ уравнения (19) для k_{ξ} и k_{ς} совпадают с соответствующими уравнениями (50), полученными при выборе D в форме (49а). Следовательно, не меняют своего вида и выражения для $\varsigma(v)$, $f(v)$, $k_{\xi}(v)$ и $k_{\varsigma}(v)$, а в формулах (53)-(56) для ξ/v_0^2 появляется дополнительное слагаемое $\gamma_0^3 k_{\xi}^2 \varsigma_0^{-2}$. Изменения в структуре лучевых траекторий, связанные с появлением этого слагаемого, довольно очевидны (см. рис. 9).

6. ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ ВБЛИЗИ ОСОБЫХ ТОЧЕК ХАРАКТЕРИСТИК

Рассмотрим теперь волновое уравнение, соответствующее приближениям предыдущего раздела. Уравнения Максвелла для холодной плазмы (3) в двумерном случае имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) = - \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon E_x + i g E_y);$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \right) E_y = i \frac{\omega^2}{c^2} g E_x;$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \eta E_x.$$

Будем рассматривать область $|\epsilon| \ll 1$, считая, что с достаточным запасом выполнены неравенства

$$\left| \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} \right| \gg \frac{\omega^2}{c^2} |E_x|; \quad \left| \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} \right| \gg \left| \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} \right|.$$

Поскольку при этом электрическое поле волны является близким к потенциальному, можно положить

$$E_x = - \frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad E_z = - \frac{\partial \psi}{\partial x} + h,$$

где h , так же как и E_y , являются малыми величинами. В результате получаем приближенно

$$\frac{\partial^2 h}{\partial x \partial z} = - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \frac{\partial \psi}{\partial x} - i \frac{\omega^2}{c^2} g E_y;$$

$$\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \eta \frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} = - i \frac{\omega^2}{c^2} g \psi. \quad (58)$$

Исключая из этих уравнений h , находим

$$\frac{\partial}{\partial x} \epsilon \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \eta \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{\omega^2}{c^2} g^2 \psi = 0.$$

В полученное уравнение феноменологическим образом можно ввести также и дисперсионную поправку, обусловленную тепловым движением частиц, как в разд. 1, 4:

$$\gamma_0^2 \frac{\partial^4 \psi}{\partial \epsilon^4} + \frac{\partial}{\partial \epsilon} (\epsilon + \alpha s^2) \frac{\partial \psi}{\partial \epsilon} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial s^2} - g_0 \psi = 0. \quad (59)$$

Так же, как и для соответствующего уравнения потенциального приближения (32), для этого уравнения получен широкий класс аналитических решений [16]. Так, например, решениями этого уравнения являются функции

$$\psi = C_n \int_0^{\infty} \exp \left[-i \left(\frac{\gamma_0^2 t^3}{3} + \frac{q_0}{t} - tu \right) \right] t^{-\beta_1(1+4n)-n-1} F \left(-n, \frac{1}{2}; i s \left(\beta_1 + \frac{1}{4} \right) t \right) dt, \quad (60)$$

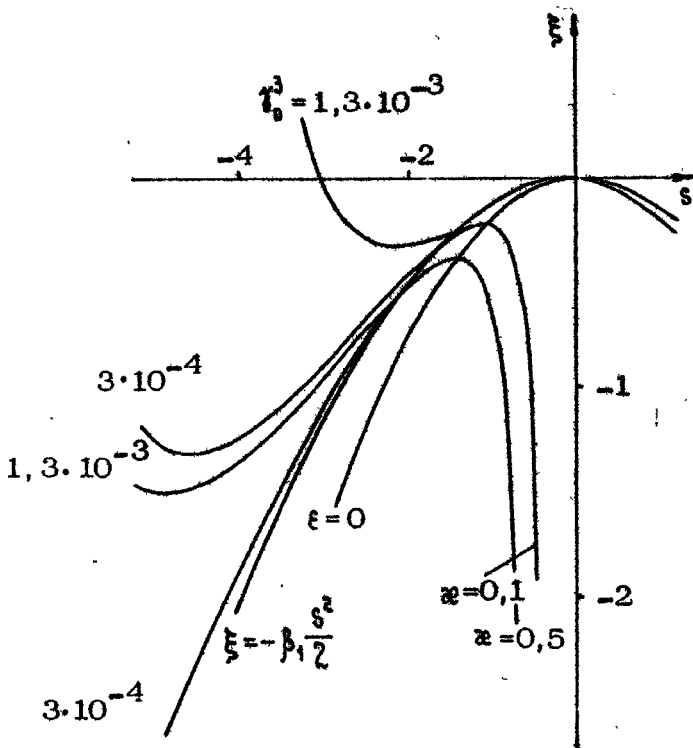
где $u = \xi + \frac{\beta_1}{2} s^2$, $4\beta_1 = \sqrt{1+16\alpha} - 1$, F - вырожденная гипергеометрическая функция, n - целое число, C_n - постоянная.

Проанализируем это выражение в простейших частных случаях. В случае холодной плазмы ($\gamma_0 = 0$) при $q_0 < 0$ и $\alpha > -1/16$ получаем

$$\psi = (-u)^{\beta_1/2} H_{\beta_1}^{(2)} \left(2\sqrt{-q_0 u} \right), \quad (61)$$

где $H_{\beta_1}^{(2)}$ - функция Ганкеля 2-го рода. В эллиптической области при $2\sqrt{-q_0 u} \gg 1$ это решение описывает "квазиклассическую" волну $\psi \sim (-u)^{-1/2 + \beta_1/2} \exp(-2i\sqrt{-q_0 u})$, а при $|q_0 u| \ll 1$ оно совпадает с одним из простейших решений потенциального приближения $\psi \sim u^{\beta_1}$. Для "продолжения" этого решения через особенность следует, как и обычно, учесть диссипацию волн. Для этого формально достаточно считать, что координата ξ имеет малую мнимую часть $\xi \rightarrow \xi + i\epsilon$, тогда функция Ганкеля в выражении (61) при переходе в гиперболическую область превратится в функцию Макдональда $K_{\beta_1} \left(2\sqrt{q_0 u} \right)$ и потенциал ψ будет экспоненциально убывать в глубь гиперболической области.

Это решение имеет простой физический смысл в одномерно неоднородной плазме ($\alpha = \beta = 0$). Как легко убедиться, в этом случае функция (61) соответствует нормальному падению волны ($k_x = 0$) и описывает ее полное резонансное поглощение в гибридном слое $x = 0$ холодной плазмы. Таким образом, решение (61) является обобщением этой простейшей моды и описывает резонансное поглощение волны в двумерно неоднородной плазме. Чтобы лучше понять основные закономерности этого поглощения, отметим, что этой моде соответствует семейство лучевых траекторий, описываемое формулами (55) ($s = f = \beta_1$) и представленное при $\beta_1 > 0$ на рис. 6 и 9 (в области $\xi < -\frac{1}{2}\beta_1 s^2$). На основании этой картины можно заключить, что энергия в этой моде "падает"



Р и с. 9. Лучевые траектории волн при учете пространственной дисперсии (для моды (61))

из бесконечности на линию гибридного "резонанса" $\epsilon = 0$, проходит сквозь нее без особенностей и группируется затем к линии $\mu = 0$, уходя вдоль нее снова на бесконечность $\xi \rightarrow -\infty$. Как отмечалось в разд. 3, в окрестности этой особой линии существует поглощение энергии, не исчезающее в пределе нулевой диссипации $\epsilon'' \rightarrow 0$. Однако "длина" поглощения энергии вдоль линии оказывается при $\beta_1 > 0$ бесконечной, так что суммарный поток энергии через любую плоскость $\xi = \text{const} < 0$ в рамках приближения геометрической оптики должен обратиться в нуль - вся энергия, пересекающая эту плоскость в области $\epsilon < 0$ ($\xi + \alpha s^2 > 0$), возвращается затем назад в окрестности особой линии (в области $-2\xi/\beta_1 > s^2 > -\xi/\alpha$). Проверим это обстоятельство путем прямого расчета вектора Пойнтинга.

Используя уравнения Максвелла и систему (58), можно получить следующее соотношение:

$$2i \frac{\omega}{c} \operatorname{Re} [\vec{E}^* \vec{H}]_z = \left(\psi \frac{\partial^2 h^*}{\partial x \partial z} - \psi^* \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial z} \right) + \\ + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \left(\psi \frac{\partial \psi^*}{\partial x} - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial h^*}{\partial x} - \frac{\partial \psi^*}{\partial z} \frac{\partial h}{\partial x} \right).$$

Проинтегрируем теперь обе части этого равенства по координате между точками, в которых $u = x/a + (\beta_1/2)(x^2/a^2 + |\eta_0|^2) = 0$. Тогда интеграл от первой скобки в правой части после интегрирования по частям сократится с интегралом от третьей скобки, и получаем, учитывая, что $\psi|_{u=0} = 0$,

$$2i \int_{-s_1 a |\eta_0|^{-1/2}}^{s_1 a |\eta_0|^{-1/2}} \operatorname{Re} [\vec{E}^* \vec{H}]_z dz = \frac{\omega}{c} \int_{-s_1}^{s_1} \varepsilon \left(\psi \frac{\partial \psi^*}{\partial \xi} - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right) d\xi,$$

где

$$s_1 = \sqrt{-2\xi/\beta_1}; \quad \varepsilon = \tilde{\omega} + \alpha s^2.$$

Подставляя в этот интеграл выражение (61) и используя известные свойства функций Бесселя, можно преобразовать его к виду

$$\frac{2i\omega g_0 \alpha s_1 (-\xi/\tilde{\omega})^{\beta_1}}{\pi c} \int_{-1}^1 \left[\frac{\beta}{2\alpha} (1-\varphi^2)^{\beta-1} - \varphi^2 (1-\varphi^2)^{\beta-1} \right] d\varphi,$$

где введена новая переменная интегрирования $\varphi = s/s_1$. Видно, что полученный интеграл разбивается на две части — положительную и отрицательную. Путем несложных преобразований легко показать, что они в точности равны друг другу. Таким образом, оказывается, что поток энергии через плоскость $\xi = \omega s t$ обращается в ноль и в точном решении.

Выражение (60) позволяет также проанализировать картину трансформации рассматриваемой волны в плазменную моду. Вне области трансформации (при $|\omega| \gg \chi_0$) основной вклад в интеграл (60) будет давать начало пути интегрирования, воспроизводящее выражение (61), и окрестность перевальной точки $t = \sqrt{u/\chi_0^2}$, описывающая плазменную волну. При этом ясно, что в случае, когда область трансформации целиком находится в области применимости потенциал-

ного приближения $2\sqrt{q_0|\omega|} \ll 1$, трансформация волн может быть описана в рамках потенциального приближения так, как это было сделано в разд.4. Для применимости такого подхода необходимо потребовать выполнения условия

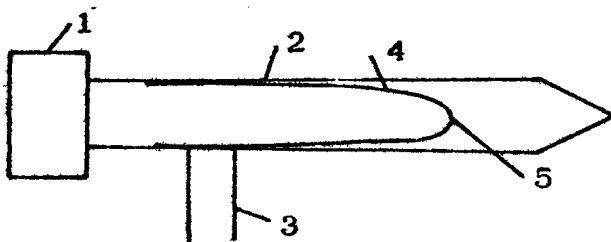
$$q_0 \chi_0 \ll 1. \quad (62)$$

Интересно отметить, что в рассматриваемом частном случае потенциальное приближение дает правильное асимптотическое выражение для поля плазменной волны, в том числе и для ее амплитуды, даже в случае, когда условие (62) не выполняется, и для описания структуры поля внутри области трансформации это приближение не годится.

В заключение отметим, что решением уравнения (59) являются также интегралы вида (60), в которых всюду вместо параметра β_1 входит параметр $\beta_2 = -\frac{1}{4}(1 + \sqrt{1 + 16\omega})$. При $\chi_0 = 0$ эти решения имеют особенность на линии $u_2 = \frac{1}{2} + \frac{\beta_2^2}{2} s^2$, причем при $|u_2| \rightarrow 0$ для моды с $n = 0$ $\psi \sim u_2^{\beta_2}$. Это решение остается справедливым и в пределе одномерно неоднородной плазмы $\omega \rightarrow 0$, когда $\beta_2 \rightarrow -1/2$. Таким образом, оно является примером решения, имеющего особенность в случае одномерной неоднородности не на линии гибридного резонанса $\epsilon = 0$, а на одной из характеристик уравнения (32). На основании картины лучевых траекторий, изложенной в разд.5 (см.рис.6), можно думать, что такого рода решения осуществляются только при весьма специальном выборе граничных условий.

7. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Линейная трансформация в двумерно неоднородной плазме в конфигурации с особой точкой типа фокус была детально изучена в работах [12], [13], [17], [18]. Схема эксперимента приведена на рис.10. Плазма создавалась независимым источником в цилиндрическом баллоне, помещенном в однородное магнитное поле напряженностью 3 кГс. Концентрация плазмы была неоднородной как по радиусу, так и по длине; в большинстве экспериментов ее можно было описать выражением $n(r, z) = e^{-z/l} (1 - r^2/r_0^2)^p$ с $l = 7-10$ см и $p = 3-8$. Исследовалось распространение в тонкой плазме кривой ленгмюровской волны (мода Трайвеллписа-Гоулда), для которой в системе существовал фокус в точке, где концентрация на оси равнялась критической ($n = n_c$). Возбуждалась



Р и с. 10. Схема эксперимента по исследованию трансформации в фокусе: 1 - источник плазмы; 2 - баллон; 3 - волновод, возбуждающий моду Трайвеллписа-Гоулда; 4 - поверхность критической концентрации; 5 - фокус

основная мода неоднородного плазменного волновода, и исследовалось пространственное распределение выделяющейся в плазме при затухании волны мощности. В работе [12] эта мощность определялась по приросту концентрации из-за дополнительной ионизации, связанной с локальным нагревом плазмы, а в [13] - по свечению плазмы. Уже в первых измерениях было обнаружено, что поглощение мощности локализовано в окрестности фокуса. Для прямого доказательства роли особой точки был выполнен эксперимент, в котором вместо монотонно спадающего по длине профиля концентрации было создано распределение с концентрацией на оси $n(0, z)$, имеющей минимум n_{min} . При увеличении n_{min} можно было осуществить "размыкание" поверхности $n = n_c$ (рис.11). Было обнаружено, что при исчезновении особой точки поглощение мощности действительно прекращается (рис.12). С помощью зонда была также исследована зависимость k_z от z , оказавшаяся в хорошем согласии с дисперсионной кривой (486). Более детальное сопоставление распределений электрического поля с выражением (486) было выполнено при помощи оптической диагностики с высоким пространственным разрешением (до 0,25 мм) [13]. В условиях эксперимента v/ω и дисперсионный параметр γ были сравнимы по величине (их значения лежали в интервале $10^{-2} - 10^{-3}$); при этом следовало ожидать возникновения сильно замедленных плазменных волн ($k_z c / \omega > 100$), испытывающих столкновительное затухание на длине 1-2 см от фокуса. На опыте было установлено количественное соответствие пространственного распределения дополнительного светового излучения, служившего мерой поглощаемой мощности, и $|E_z|^2$, даваемого формулой.

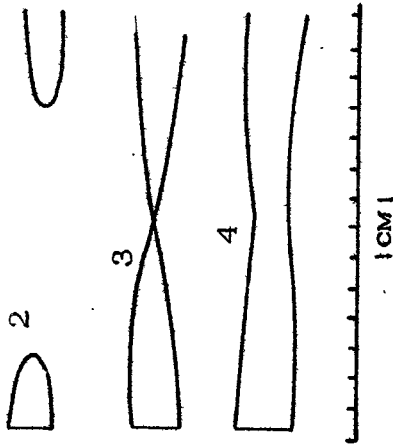


Рис. 11

Рис. 11. Изменение формы поверхности $\rho = \rho_c$ в зависимости от ρ_{min} :
 1 - монотонное распределение; 2 - $\rho_{min} < \rho_c$; 3 - $\rho_{min} = \rho_c$;
 4 - $\rho_{min} > \rho_c$.

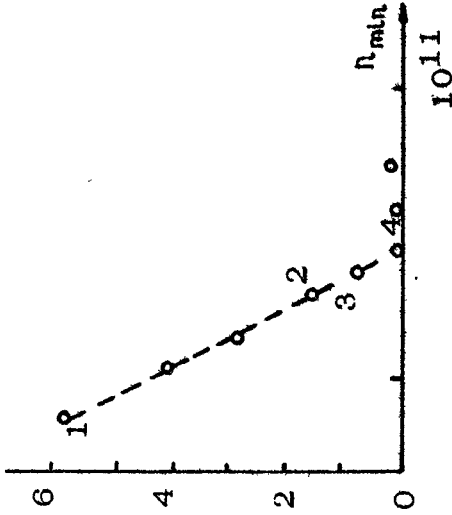


Рис. 12

Рис. 12. Прирост концентрации в фокусе в зависимости от ρ_{min} .
 Цифрами отмечены конфигурации, изображенные на рис. 11.

(48a), в некотором диапазоне изменения параметров α , β и ν/ω . В частности, был обнаружен узкий светящийся канал при $\alpha < \alpha_c$ свидетельствующий о распространении плазменных волн. Прямое доказательство существования сильно замедленных волн было получено в экспериментах, в которых изучалось обратное рассеяние моды (33) на ионно-звуковых колебаниях [15]. По сдвигу частот в спектре рассеянного сигнала и с учетом закона дисперсии ионного звука было установлено, что $k_z c/\omega$ в волне достигает значений 100-150. Следует отметить, что в экспериментах по линейной трансформации в фокусе легко достигаются очень большие значения высокочастотных полей в плазме, что очень удобно для исследования различных нелинейных процессов взаимодействия волн.

Эффекты двумерной неоднородности оказываются весьма существенными в условиях экспериментов по нижнегибридному нагреву плазмы в токамаках [18-21]. Дело в том, что тороидальная неоднородность магнитного поля при наличии его полоидальной составляющей приводит к появлению неоднородности как вдоль полного магнитного поля, так и в поперечном направлении. При этом однородность системы по большому обходу делает задачу эффективно двумерной. Анализ характеристик уравнения (5) применительно к геометрии токамака позволяет качественно понять основные особенности трансформации нижнегибридных волн, которые оказываются также обусловленными особыми точками - фокусом, расположенным в самой внешней точке малого сечения тора, и седлом, расположенным в точке малого сечения, ближайшей к оси симметрии токамака [18, 20]. Однако сложность геометрии, а также нарушение условий типа (18), (62), не позволяет применить изложенные в настоящей работе методы для количественного анализа трансформации волн в токамаке. Обычно такой анализ проводят на основе численного расчета лучевых траекторий [19, 21].

Л и т е р а т у р а

1. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.

2. Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977.
3. Голант В.Е., Пилия А.Д. - УФН, 1971, т.104, №3, с.413.
4. Ерохин Н.С., Моисеев С.С. - УФН, 1973, т.109, №2, с.225.
5. Ерохин Н.С., Моисеев С.С. - В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып.7. М.: Атомиздат, 1973, с.146.
6. Шафранов В.Д. - В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып.3. М.: Атомиздат, 1963, с.3.
7. Долгополов В.В. - ЖТФ, 1966, т.36, №2, с.273.
8. Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В. и др. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974.
9. Пилия А.Д., Федоров В.И. - ЖЭТФ, 1969, т.57, №4, с.1198.
10. Пилия А.Д., Федоров В.И. - ЖЭТФ, 1971, т.60, №1, с.389.
11. Стикс Т. Теория плазменных волн. М.: Атомиздат, 1965.
12. Архипенко В.И., Будников В.Н., Обухов А.А. - ЖТФ, 1973, т.43, №1, с.113.
13. Архипенко В.И., Будников В.Н., Романчук И.А., Симончик Л.В. - Физика плазмы, 1981, т.7, №2, с.396.
14. Пилия А.Д., Федоров В.И. - ЖТФ, 1976, т.46, №7, с.1532.
15. Будников В.Н., Варфоломеев В.И., Новик К.М., Пилия А.Д. - Физика плазмы, 1980, т.6, №5, с.1050.
16. Баранов Ю.Ф., Федоров В.И. - В кн.: Аннотации докл. на Всесоюз. конф. по взаимодействию волн с плазмой. Душанбе, 1979, с.197.
17. Архипенко В.И., Будников В.Н., Обухов А.А. - ЖТФ, 1973, т.43, №2, с.310.
18. Arkhipenko V.I., Berezin A.B., Budnikov V.N. et al. - In: Proc. 4th Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fus. Research, Vienna, 1971, v.3, p.525.
19. Баранов Ю.Ф., Федоров В.И. - Письма в ЖТФ, 1978, т.4, №13, с.800.
20. Fedorov V.I. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.303.
21. Baranov Yu.F., Fedorov V.I. - Nucl. Fusion, 1980, v.20, N9, p.1111.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ

А.Г.Литвак, А.М.Сергеев

1. ВВЕДЕНИЕ

Основные идеи дополнительного высокочастотного (ВЧ) нагрева плазмы в термоядерных ловушках базируются на линейных механизмах диссипации электромагнитных волн в плазме. В то же время практическая реализация этих идей связана с использованием для нагрева излучения достаточно большой мощности, при которой существенную роль начинают играть нелинейные процессы. Эти процессы могут приводить к заметному изменению всей картины взаимодействия излучения с плазмой и тем самым определять эффективность того или иного конкретного метода ВЧ-нагрева. Нелинейные эффекты открывают и новые возможности для осуществления ВЧ-нагрева плазмы, например, нагрева, основанного на использовании параметрических неустойчивостей.

Хотя исследования нелинейных процессов в плазме ведутся достаточно широко, до настоящего времени практически отсутствуют работы, посвященные систематическому анализу роли нелинейных процессов в конкретных схемах ВЧ-нагрева. Данная статья также не может претендовать на решение столь обширной и сложной задачи - в ней делается лишь попытка рассмотреть ограниченный круг нелинейных явлений, возникающих при сверхвысокочастотном (СВЧ) нагреве тороидальной плазмы, т.е. при нагреве электромагнитными волнами в диапазонах частот нижнегибридного (НГ) [1-3] и электронно-циклотронного (ЭЦ) [1,2,4] резонансов. Еще

одно ограничение тематики обзора связано с исключением из рассмотрения параметрических процессов, роль которых достаточно подробно обсуждалась в литературе (см., например, [5,6]), а также нелинейной теории электронно-циклотронного поглощения (см. [7,8]).

При обсуждении взаимодействия сильных электромагнитных полей с плазмой в магнитных ловушках мы будем придерживаться классификации нелинейных явлений "по месту действия", а не по их физическим механизмам. Такой подход наиболее оправдан при анализе ВЧ-нагрева плазмы в крупномасштабных установках, размеры которых намного превышают длину волны излучения. В этом случае в общей проблеме нелинейного взаимодействия можно выделить следующие самостоятельные вопросы:

- 1) возбуждение полей в плазме внешними источниками (антеннами);
- 2) распространение волн конечной амплитуды в неоднородной плазме;
- 3) влияние нелинейных эффектов на резонансное поглощение и трансформацию волн в плазме;
- 4) самовоздействие потенциальных плазменных колебаний замагниченной плазмы.

Степень исследованности этих вопросов существенно зависит от частотного диапазона. Известно, что влияние нелинейных эффектов обычно уменьшается с ростом частоты, так что нелинейные явления в нижнегибридных схемах ВЧ-нагрева играют более важную роль, чем при ЭЦ-нагреве. С этим связано и большее внимание, уделяемое изучению нелинейных процессов в НГ-диапазоне, в особенности вопросам возбуждения и распространения интенсивных НГ-волн, которые представляют наибольший интерес для современного эксперимента по нагреву тороидальной плазмы и к тому же являются наиболее простыми в теоретическом аспекте. Исследование нелинейных проблем трансформации и самовоздействия волн замагниченной плазмы находится пока в начальной стадии рассмотрения простейших физических моделей (и теоретических, и экспериментальных), мало связанных со спецификой ВЧ-нагрева плазмы.

В обзоре при изложении материала исследований нелинейных эффектов, возникающих при СВЧ-нагреве тороидальной плазмы, будем пользоваться приведенной выше классификацией.

2. ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ НА ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОЛЕЙ В ПЛАЗМЕ

В соответствии с замечанием (см. п. 1) относительно зависимости стрикционной нелинейности от частоты электромагнитного поля нетрудно показать, что в ЭЦ-диапазоне частот даже для планируемых в перспективе источников миллиметровых волн не следует ожидать заметного отклонения от линейной картины взаимодействия излучения с поверхностью замагниченной плазмы. Напротив, для НГ-метода нагрева уже в настоящее время имеются экспериментальные подтверждения зависимости характера обсуждаемого процесса от мощности источника. В этой схеме нагрева для транспортировки энергии в глубь плазмы используются электростатические (квазипотенциальные) моды колебаний, возбуждаемые в области критической концентрации прижатой к поверхности источника замедленной электромагнитной волной. Эффективность передачи энергии в квазипотенциальную волну зависит от тонкой пространственной структуры распределения плазмы в области трансформации, которое, в свою очередь, определяется в нелинейном режиме как мощностью, так и конкретной геометрией источника нагрева.

В настоящее время в качестве прообраза будущей антенны для возбуждения волн НГ-диапазона частот в токамаках признана волноводная система "Грилл" [9], позволяющая за счет искусственного чередования фазы колебаний в соседних волноводах и перестройки их размеров создавать в плазме волну с произвольными замедлением и направленностью (по отношению к вектору постоянного магнитного поля). Наиболее простой подход к описанию взаимодействия такого источника с плазмой основан на использовании двумерной модели, когда концентрация и температура заряженных частиц считаются функциями координаты x , ортогональной направлению внешнего магнитного поля, вдоль которого меняется фаза колебаний в открытых концах волноводов. В разреженной (вблизи границы) плазме с $\omega_{pe} \ll \omega_{ce}$ (ω_{pe} , ω_{ce} — электронная ленгмюровская и циклотронная частоты) электрическое поле возбуждаемой волны с частотой $\omega \ll \omega_{ce}$ имеет только две компоненты E_x и E_z , причем амплитуды осциллирующий электронов в продольном направлении (под действием поля E_z) много больше смещения частиц поперек \vec{H}_0 .

Следовательно, нелинейные деформации профиля плотности под действием ponderomotorной силы зависят только от ξ - проекции электрического поля волны, и при установившейся во времени пространственной структуре колебаний частицы плазмы распределены в соответствии с традиционным Больцмановским законом [10]

$$N(x, z) = N_0(x) \exp \left[- \frac{e^2 |\xi_z|^2}{4m\omega^2(T_e + T_i)} \right] \quad (1)$$

($T_{e,i}$ - температура электронов и ионов).

Возмущения плотности плазмы изменяют ее продольную диэлектрическую проницаемость $\epsilon_z = 1 - 4\pi N(x, z) e^2 / m$, отражающую нелинейные свойства среды в системе уравнений для медленных комплексных амплитуд ξ_x, ξ_z ($i \partial \xi_{x,z} / \partial t \ll \omega |\xi_{x,z}|$) электрического поля $E = 1/2 (\bar{E} e^{i\omega t} + \text{к.с.})$

$$\begin{aligned} - \frac{2i}{\omega} \frac{\partial \xi_x}{\partial t} + \epsilon_{||} \xi_x + \frac{c^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 \xi_x}{\partial x^2} &= \frac{c^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 \xi_x}{\partial x \partial y}, \\ - \frac{2i}{\omega} \frac{\partial \xi_z}{\partial t} + \xi_z - \frac{c^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 \xi_z}{\partial z^2} &= \frac{c^2}{\omega^2} \frac{\partial^2 \xi_z}{\partial x \partial y}. \end{aligned} \quad (2)$$

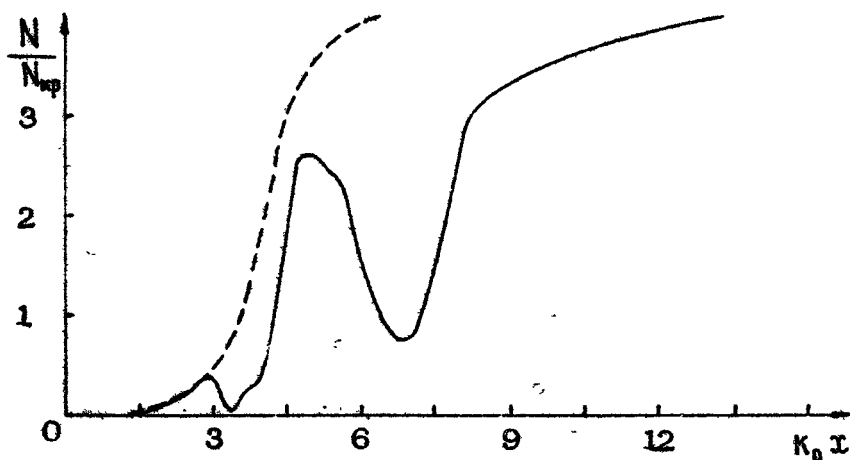
В случае стационарного взаимодействия система (2) сводится к компактному уравнению для ξ - компоненты поля [11]

$$\frac{\partial^2 \xi_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\epsilon_{||} \xi_x) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{||} \xi_x = 0. \quad (3)$$

Анализ системы (1)-(3) с учетом соответствующих граничных условий на поверхности замедляющей волноводной решетки проводился в ряде работ [12-18]. На основе результатов этих исследований можно сделать два основных вывода относительно роли стрикционной нелинейности при взаимодействии электромагнитного поля с поверхностью плазмы. С одной стороны, деформации профиля плотности приводят к снижению коэффициента возбуждения электростатической волны на основной пространственной гармонике спектра источника. С другой стороны, нелинейная генерация в плазме высших пространственных гармоник излучения (расширение спектра волн в K - пространстве) способствует более эффективной диссипации введенной в плазму ВЧ-энергии; эта диссипация, однако, распределена по трассе распространения плазменной волны, что зачастую препятствует решению задачи

локализованного выделения энергии в центральной части плазменного шнура.

Первое утверждение может быть проиллюстрировано на примере с источником, возбуждающим в плазме чисто бегущую вдоль магнитного поля волну $\xi_1 = A(x, t) \exp(-ik_y z)$ (нетрудно видеть, что стрикционная нелинейность не приводит в этом случае, к возникновению гармоник с $k_1 \neq k_y$). Типичная картина возмущения плотности плазмы в этом случае, полученная в работе [12] при численном исследовании нестационарной модели взаимодействия, приведена на рис.1.



Р и с. 1. Типичная картина деформации профиля плотности плазмы вблизи источника. Пунктиром показан невозмущенный профиль. Амплитуда поля на источнике ($x = 0$) равна $28 \pi N_{кр} (T_e + T_i)$

Ясно различимы 3 типа нелинейных деформаций плотности плазмы: 1) сдвиг точки с критической концентрацией $N = N_{кр} = mc^2/4\pi e^2$ (напомним, что в линейном приближении электростатические волны распространяются в замагниченной плазме только с достаточно высокой плотностью $N > N_{кр}$); 2) укрупнение профиля концентрации частиц в окрестности сдвинувшейся критической точки; 3) образование медленно перемещающейся в глубь среды ямки плотности, пространственно скоррелированной с импульсом ВЧ-поля; в освобождающейся после ухода ступки ВЧ-поля области вблизи $N = N_{кр}$ через некоторый промежуток времени происходит возбуждение нового кавитона и т.д. Нетрудно понять, что

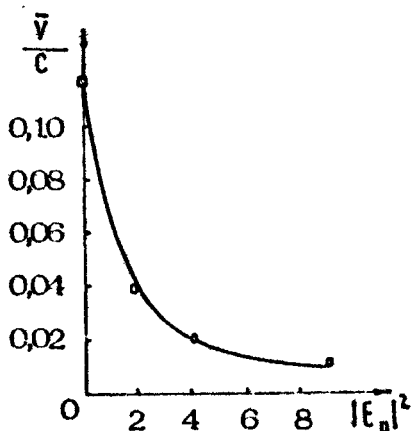
каждая из деформаций снижает эффективность взаимодействия источника с плазмой. Отражением этого факта служит построенная численно зависимость скорости ввода электромагнитной энергии в плазму (через единичную площадку)

$$V = \frac{d}{dt} \int_{x=0}^{x_{\max}} (|\mathcal{E}_x|^2 + |\mathcal{E}_z|^2) dx / E_0^2 \quad \text{от амплитуды}$$

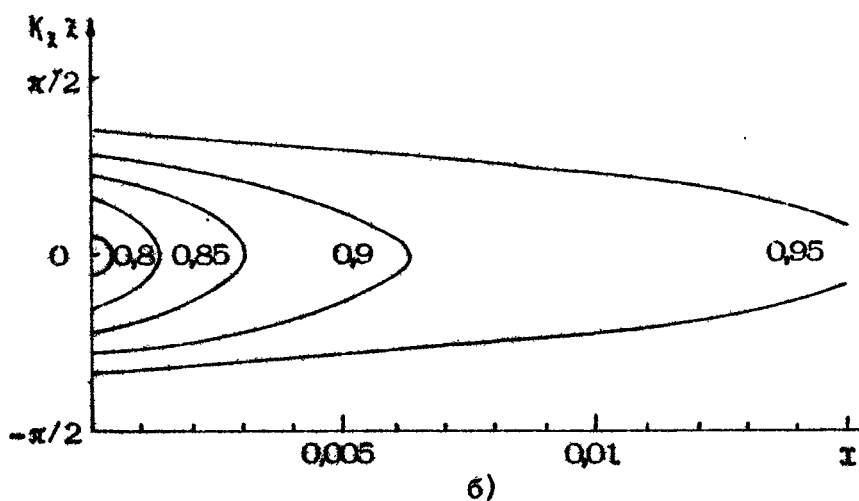
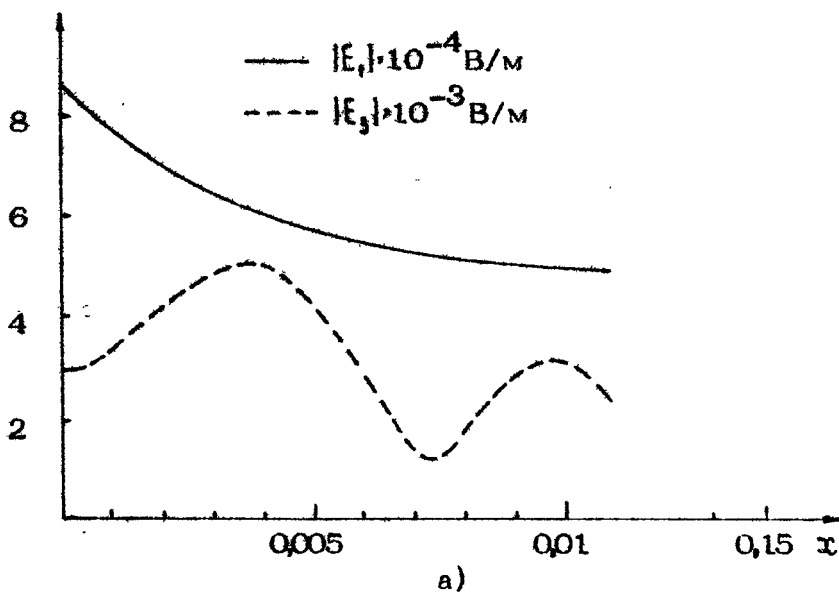
\mathcal{E} — компоненты поля на источнике E_0 (последняя считается неизменной во времени). Кривая, представленная на рис.2, хорошо моделируется соотношением

$$\frac{V}{V_{\max}} = \exp \left(-1,3 \sqrt{\frac{E_0^2}{4\pi N_{\text{кр}} (T_e + T_i)}} \right)$$

Р и с. 2. Зависимость скорости проникновения энергии в плазму от уровня падающей мощности (в произвольных единицах). Квадратами обозначены результаты численного расчета [12]



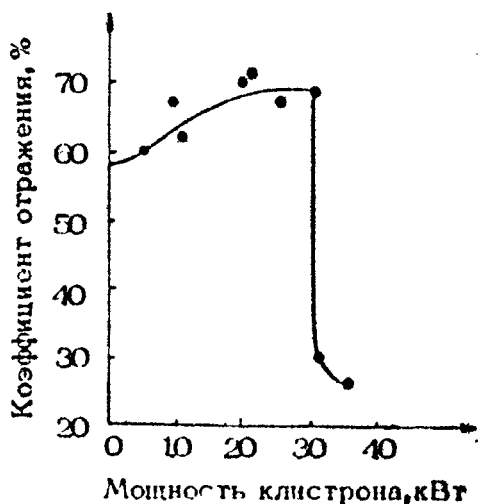
Вторая особенность нелинейного взаимодействия излучения с поверхностью плазмы ярко проявляется при возбуждении колебаний стоячей электромагнитной волны в случае противофазной запитки соседних волноводов в "Грилле". При этом для достаточно мощного источника имеет место заметное обогащение спектра колебаний гармониками с высокими k_z [15–18], распространение которых сопровождается более эффективной (в сравнении с основной гармоникой) бесстолкновительной диссипацией на резонансных электронах. На рис.3 а,б показаны результаты расчета [18] генерации 3-й пространственной гармоники возбуждающей волны и деформаций профиля плотности для следующих параметров "плазменного" эксперимента: $\omega/2\pi = 915$ МГц, $N_{\text{кр}} \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T_{e,i} \approx 30$ эВ, $k_y = 2\pi / 0,96 \text{ см}^{-1}$.



Р и с. 3. Зависимость амплитуд 1-й и 3-й пространственных гармоник излучения от координаты x в глубь плазмы (а) и соответствующая структура модуляции плотности в численном эксперименте [18] по возбуждению полей в плазме стоячей электромагнитной волной (б)

Известные к настоящему времени данные экспериментальных исследований позволяют провести отдельные сопоставления с основными закономерностями нелинейного взаимодействия излучения с границей плазмы, выявленными при численном моделировании процесса. Так, например, при дополнительном нагреве на установках Alcator [19,20] и Petula [21] было обнаружено изменение коэффициента отражения электромагнитной волны в зависимости от уровня падающего на плазму потока СВЧ-энергии. При этом в ряде экспериментов удалось проследить плавное нарастание коэффициента отражения при увеличении мощности источника, что, по-видимому, связано с обсуждавшимися выше пондеромоторными эффектами. Однако в отдельных случаях [20] такое монотонное поведение нарушалось резким срывом зависимости при некоторых уровнях падающей мощности (рис.4). Уменьшение коэффициента отражения связывалось с возможностью пробоя газа на поверхности волноводной системы и улучшением согласования источника с плазмой за счет приближения точки с критической концентрацией к излучателю. Среди других особенностей взаимодействия, свидетельствующих о качественно правильных выводах теоретического анализа, можно отметить обнаруженное в экспериментах на токамаке Alcator рас-

Р и с. 4. Зависимость коэффициента отражения от мощности источника излучения в экспериментах на токамаке Alcator [19]



ширение в плазме спектра пространственных гармоник (практически вдвое в k_z - направлении) [19], а также замеченные в ряде экспериментов (например, [22]) стрикционные деформации профиля плотности вблизи излучающей системы.

3. САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ВОЛНОВЫХ ПУЧКОВ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

3.1. Квазипотенциальные волны НГ-диапазона

Перейдем к обсуждению основных эффектов самовоздействия квазипотенциальных волн вдоль трассы их распространения в квазиоднородной плазме на частотах $\omega_{\text{нц}} \ll \omega \ll \omega_{\text{не}}$ ($\omega_{\text{нц}}$ - ионно-циклотронная частота). Одна из наиболее простых моделей, допускающих наглядное качественное толкование результатов такого самовоздействия, справедлива в случае достаточно разреженной плазмы с $\omega_{\text{pe}}^2 \ll \omega \omega_{\text{не}}$, что соответствует периферийной области плазменного шнура, либо центральной части в установках с сильным магнитным полем. Тензор диэлектрической проницаемости холодной плазмы можно тогда представить в виде

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad \epsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{\omega^2}, \quad (4)$$

соответствующем одноосному кристаллу с оптической осью, направленной вдоль z . Движение отдельного электрона происходит в этих условиях только в направлении магнитного поля H_0 , поэтому возможные нелинейные эффекты принципиально связаны с наличием в волне электрического поля E_z . Из двух нормальных волн с различной поляризацией, распространяющихся в среде с тензором (4) и возбуждаемых (вообще говоря) источником на границе плазмы, таким свойством обладает волна с поверхностью волновых векторов в форме эллипсоида ($\omega_{\text{pe}} < \omega$) или гиперboloида ($\omega_{\text{pe}} > \omega$) вращения

$$\frac{k_z^2}{\epsilon_{\parallel}} + k_{\perp}^2 = k_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (5)$$

Очевидно, в случае $\omega_{pe} > \omega$ наклон волнового вектора \vec{k} к "оптической" оси ограничен $\theta < \theta_0 = \alpha c \operatorname{tg} \sqrt{|\epsilon_{\parallel}|}$, а энергия всех пространственных гармоник распространяется под определенным углом к магнитному полю $\psi = \pi/2 - \theta_0$. Соответствующая часть поверхности, имеющая коническую форму, принадлежит квазипотенциальным косым ленгмюровским волнам, которые в стационарном случае удовлетворяют следующему уравнению для компоненты ϵ_z амплитуды ВЧ электрического поля $E = 1/2 (\bar{E} e^{i\omega t} + \text{к.с.})$:

$$\frac{\partial^2 \epsilon_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \epsilon_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left[\epsilon_{\parallel} (|\epsilon_z|^2) \epsilon_z \right] = 0. \quad (6)$$

В плоской геометрии ($\partial/\partial y = 0$) уравнение (6) описывает в однородной среде с $\epsilon_{\parallel} = \text{const}$ перенос распределения поля без изменения его пространственной структуры вдоль характеристик $x = \pm z / \sqrt{|\epsilon_{\parallel}|}$ [23,24]. Для достаточно интенсивной волны угол наклона характеристик начинает зависеть от величины электрического поля, "сидящего" на них. В случае слабой стрикционной нелинейности $\epsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \times$

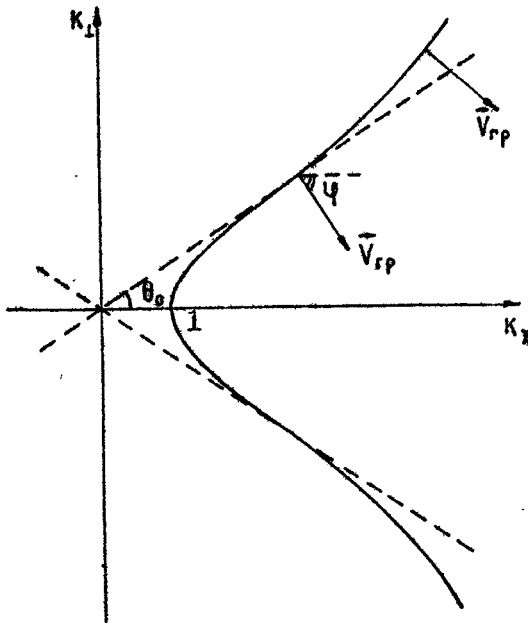
$$\left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{|\epsilon_z|^2}{16\pi N (T_e + T_i)} \right],$$

поэтому характеристики "от-

ворачиваются" от направления постоянного магнитного поля, профиль амплитуды укручается и на определенном расстоянии, зависящем от граничной структуры поля, происходит "опрокидывание" распределения подобно тому, как это имеет место в гидродинамике нелинейных волн. В реальной ситуации, однако, образование областей с резким изменением поля приводит к включению эффектов тепловой пространственной дисперсии, особенно существенных для волн в горячей (термоядерной) плазме.

Тепловое движение частиц искажает форму поверхности волновых векторов в диапазоне достаточно больших значений k , и лучевой вектор пространственных гармоник поворачивается к магнитному полю при уменьшении длины волны (рис.5). Эта тенденция противоположна той, которую мы отметили при описании нелинейных характеристик в модели холодной плазмы. Естественно предположить, что в условиях равновесия двух факторов - стрикционной нелинейности и тепловой пространственной дисперсии - возможно существо-

вание стационарных распределений поля, переносящихся без искажения формы вдоль прямолинейных характеристик.



Р и с. 5. Поверхность волновых векторов в НГ-диапазоне частот ($\vec{V}_{гр}$ – вектор групповой скорости)

При умеренной интенсивности и слабой тепловой дисперсии структуру поля косої ленгмюровской волны в плоскости (x, z) естественно предполагать квазиодномерной – вдоль невозмущенных характеристик $x = \pm z/\sqrt{|\epsilon_{||}|}$ амплитуда меняется медленнее, чем в других направлениях. Воспользовавшись этим обстоятельством, легко упростить задачу, введя в качестве независимых переменных координаты $z' = z - \sqrt{|\epsilon_{||}|} x$, $x' = z\sqrt{1 - \epsilon_{||}}$. В результате получим модифицированное комплексное уравнение Кортевега-де-Вриза (КдВ) [25]

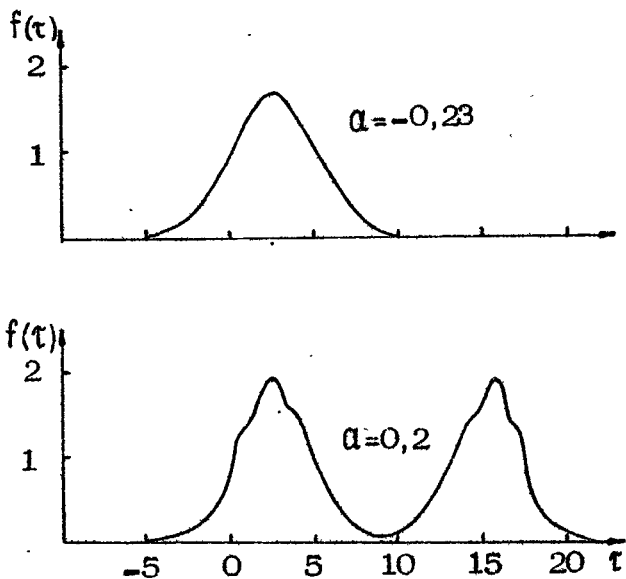
$$-\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial^3 u}{\partial \eta^3} + \frac{\partial}{\partial \eta} (u|u|^2) = 0, \quad (7)$$

в котором безразмерные переменные связаны с физическими с помощью соотношений $u = \mathcal{E}/u_0$, $\eta = z'/z_0$, $\xi = x'/x_0$,

$$z_0 = \left(\frac{3}{2} \frac{\omega_{pe} v_T^2}{\omega^3} x_0 \right)^{1/3}, \quad u_0 = 32\pi N(T_e + T_i) \frac{\omega}{\omega_{pe}} \left(\frac{3}{2} \frac{\omega_{pe} v_T^2}{\omega^3 x_0^3} \right)^{1/3},$$

x_0 – произвольный параметр измерения.

Действительные N -солитонные решения такого уравнения были найдены Хиротой [26]; однако они не соответствуют интересующей нас физической ситуации, поскольку соответствуют нулевому потоку энергии по плазменным каналам. Комплексные решения типа пространственных солитонов, которые описывают распространение энергии по созданным давлением ВЧ-поля волноводам, идущим под малыми углами к направлению линейных характеристик, исследовались численно в работе [27]. Было показано, что для распределений поля вида $U = f(\tau) \exp(-i \int k(\tau) d\tau + i \alpha \xi)$, где $\tau = \eta - \alpha \xi$, f , k , α — действительные величины, существует дискретный спектр собственных значений α (нелинейный угол наклона волновода к невозмущенной характеристике), отвечающих локализованным функциям f . Структура первых двух мод этого спектра представлена на рис. 6. Можно предположить, что, как и в случае действительного модифицированного уравнения КдВ, такого рода солитоны будут представлять в стационарной задаче асимптотику произвольного граничного распределения амплитуды электрического поля.



Р и с. 6. Структура мод дискретного спектра собственных значений

Вопрос о возможности установления и свойствах стационарных состояний можно рассмотреть в рамках уравнения (7), дополненного динамическим слагаемым $i \frac{\partial^2 U}{\partial \xi \partial t}$.

В такой постановке задача исследовалась численно в работе [14], где, в частности, было показано, что при не слишком больших амплитудах поля на границе его распределение в плазме оказывается квазистационарным. При этом, к сожалению, технические данные используемой ЭВМ оказались недостаточными для расчета задачи на длинных трассах, когда можно ожидать распада исходной структуры на совокупность солитонных каналов. Вместе с тем численный эксперимент убедительно продемонстрировал уширение в плазме пространственного спектра ϵ_{k_x} , что является свидетельством в пользу возможного расслоения апертурного распределения поля. Заметим, что отсутствие стационарного режима взаимодействия при больших потоках энергии связано, по-видимому, с резким включением во времени электрического поля на границе системы.

Рассмотренные выше эффекты не являются специфическими для сильно замагниченной плазмы — аналогичное (7) уравнение легко получить для плазменных волн нижнегибридного диапазона при любом соотношении ω_{pe} и ω_{ne} [25].

К принципиально новым по сравнению с изложенными эффектам приводит учет ограниченности источника в y -направлении. Для анализа поведения трехмерных стационарных волновых пучков обратимся к квазиоптическому приближению, считая пространственные размеры огибающей электрического поля большими по сравнению с длиной возбуждаемой источником волны. Это предположение отвечает реальному эксперименту по нагреву плазмы с помощью системы из достаточно большого числа последовательно (вдоль x) расположенных и сфазированных по схеме $0, \pi, 0, \pi, \dots$ волноводов. В трехмерном случае уравнение поверхности волновых векторов с учетом поправок, вносимых тепловым движением частиц, и непотенциального электрического поля можно представить в виде

$$\chi = \epsilon_{xx} (k_x^2 + k_y^2) + \epsilon_{zx} k_x^2 - A(k_x^2 + k_y^2)^2 - Bk_x^4 + C(k_x^2 + k_y^2)k_x^2 + \delta = 0,$$

где

$$\epsilon_{xx} = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ne}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} > 0, \quad \epsilon_{zx} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} < 0, \quad \epsilon_{xy} = -i \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \omega_{ne}}$$

- компоненты линейного тензора диэлектрической проницаемости холодной плазмы, $A = 3\omega_{pe}^2 v_{Te}^2 / 4\omega_{He}^4 + 3\omega_{pi}^2 v_{Ti}^2 / \omega^4$, $B = 3\omega_{pe}^2 v_{Te}^2 / \omega^4$, $C = \omega_{pe}^2 v_{pe}^2 / \omega^2 \omega_{He}^2$, $D = [\omega^2 \epsilon_{xx} / c^2 (\epsilon_{xx} - \epsilon_{zz})]^2 + (\epsilon_{xx} \epsilon_{zz} - \epsilon_{xx}^2 - |\epsilon_{xy}|^2)$; Дифракционные свойства квазиоптического пучка с электрическим полем $\vec{E} = \vec{E}(\vec{r}) \exp(i\omega t - i\vec{k}_0 \vec{r}) + \text{к.с.}$ определяются структурой поверхности \mathcal{L} в малой окрестности вблизи центрального волнового вектора \vec{k}_0 . Производя соответствующее разложение зависимости \mathcal{L} по параметру $|\vec{k} - \vec{k}_0| / |\vec{k}_0| \ll 1$, получим для комплексной амплитуды $E = \vec{E} \vec{k}_0 / k_0$ следующее уравнение [28]:

$$2i \frac{\epsilon_{xx} \text{ctg} \theta}{k_0} \frac{\partial E}{\partial \zeta} = \frac{\epsilon_{xx}}{k_0^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \eta^2} + \frac{3 \sin^2 2\theta}{4} D \frac{\partial^2 E}{\partial \xi^2} - \frac{E |E|^2}{32\pi N(T_e + T_i)}, \quad (8)$$

где $D = A \frac{\epsilon_{zz}}{\epsilon_{xx}} + B \frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{zz}} + C - \frac{D \epsilon_{xx}}{3\epsilon_{zz} k_{z_0}^4}$; ξ, η, ζ - координаты в системе, связанной с групповой скоростью волны, θ - угол между групповой скоростью и магнитным полем (см.рис.5).

При достаточно малом замедлении волны ($D > 0$) уравнение (8) описывает расфокусировку пучка, сопровождающуюся монотонным снижением амплитуды поля по мере удаления от источника. Если дисперсия определяется тепловым движением частиц ($D < 0$, т.е. большое замедление), в безразмерных переменных

$$x = \left(\frac{8 \epsilon_{xx} \text{ctg} \theta}{3 \sin^2 2\theta D k_0 \zeta_0} \right)^{1/2} \xi, \quad y = \left(\frac{2 k_0 \text{ctg} \theta}{\zeta_0} \right)^{1/2} \eta, \quad z = \frac{\zeta}{\zeta_0}, \quad E = \frac{(k_0 \zeta_0)^{1/2} \vec{E}}{(64\pi N(T_e + T_i) \epsilon_{xx} \text{ctg} \theta)^{1/2}}$$

уравнение (8) перепишется в виде

$$i \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + E |E|^2. \quad (9)$$

Некоторые особенности самовоздействия пространственно ограниченных пучков в последнем случае можно понять из анализа точных интегральных соотношений, вытекающих из уравнения (9). Заметим, прежде всего, что при распространении волнового пучка по трассе сохраняются его параметры I (поток энергии) и I_2 (гамльтониан):

$$I = \int |E|^2 dx dy, \quad I_2 = \int \left(\left| \frac{\partial E}{\partial x} \right|^2 - \left| \frac{\partial E}{\partial y} \right|^2 - \frac{|E|^4}{2} \right) dx dy.$$

С помощью этих интегралов для вторых моментов локализованных распределений поля $\alpha^2 = \int x^2 |E|^2 dx dy$, $\beta^2 = \int y^2 |E|^2 dx dy$ нетрудно получить соотношения

$$\frac{d^2}{dz^2} (\alpha^2 + \beta^2) = 8 \int \left(\left| \frac{\partial E}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial E}{\partial y} \right|^2 \right) dx dy, \quad (10)$$

$$\frac{d^2}{dz^2} (\alpha^2 - \beta^2) = 8I_2. \quad (11)$$

Сразу же отметим, что из выражения (10) следует отсутствие однородных локализованных волноводных каналов для рассматриваемого типа волн в трехмерной ситуации. Для пучков, не обладающих на входе в плазму начальной сходимостью ($d\alpha^2/dz|_{z=0} = d\beta^2/dz|_{z=0} = 0$), β^2 и $\alpha^2 + \beta^2$ монотонно возрастают по тр ссе распространения (интересно, что интегральное соотношение (10) совпадает с аналогичным для линейной среды), при этом α^2 и $\sqrt{\alpha^2 \cdot \beta^2}$ (фактически, площадь поперечного сечения) могут первоначально и уменьшаться. Однако асимптотическое поведение пучка всегда характеризуется ростом его поперечных размеров. Если $I_2 > 0$, то для начального распределения амплитуды, вытянутого вдоль y , поперечное сечение пучка для достаточно больших z будет иметь форму, вытянутую вдоль x . Для $I_2 < 0$ вне зависимости от соотношения $\alpha^2|_{z=0}$ и $\beta^2|_{z=0}$, начиная с некоторого z , распределение поля вытягивается в y -направлении.

Численные исследования эволюции начальных локализованных распределений гауссовой формы

$$E(x, y, 0) = A \exp \left(-\frac{x^2}{2\alpha^2} - \frac{y^2}{2\beta^2} \right)$$

подтвердили вышеизложенные качественные оценки, следующие из точных интегральных соотношений [29]. На рис. 7 представлены отдельные моменты развития процесса самовоздействия пучков с исходным соотношением пространственных масштабов $\alpha/\beta = 1/10$ и амплитудой $A = 2,5$. Прежде всего, отчетливо виден монотонный характер расширения поля вдоль оси y , сопровождающийся пульсирующим изменением ширины в x -направлении.

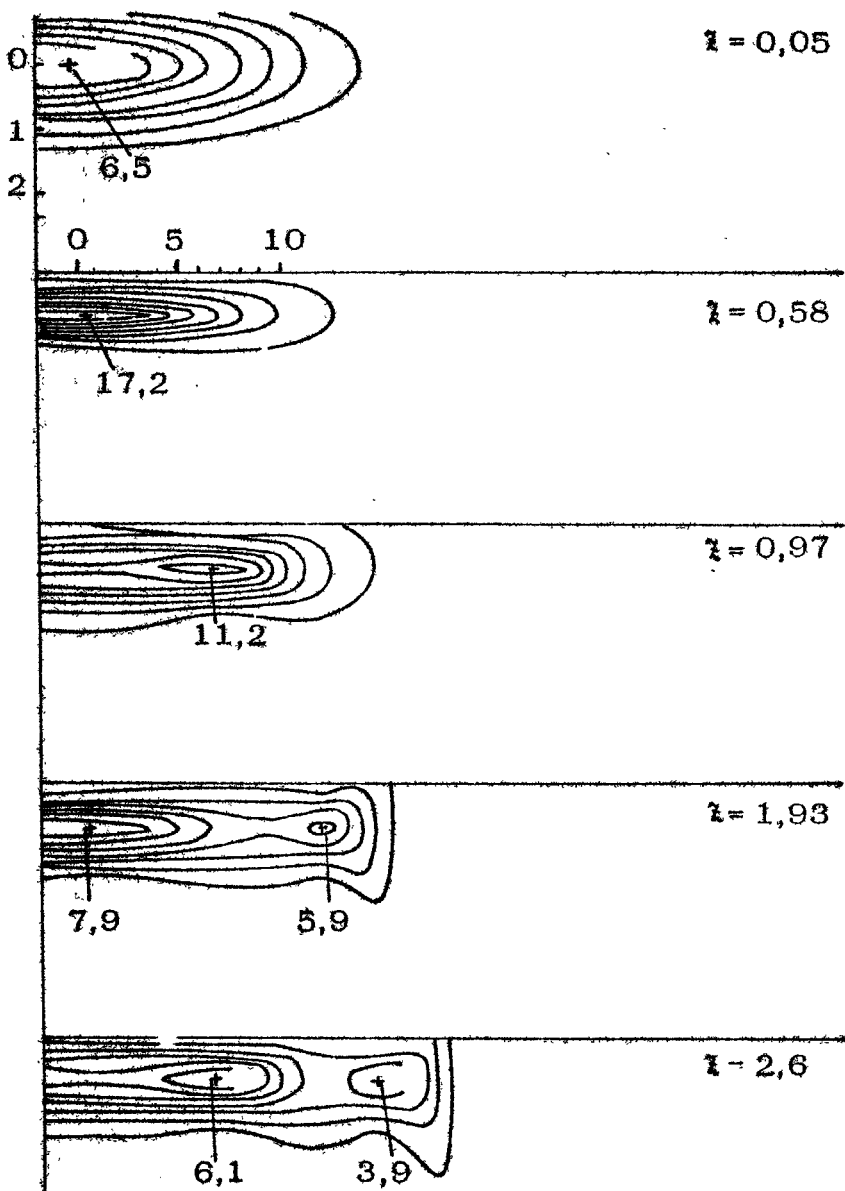
Эффект квазиодномерного (в поперечном сечении) сжатия (фокусировки) очевиден в случае существенно вытянутого начального распределения амплитуды ($a/b \ll 1$). В самом деле, отбрасывая в уравнении (9) вторую производную по ψ , приходим к хорошо известному одномерному нелинейному уравнению Шредингера, которое описывает периодическое (вдоль x) сжатие и расширение интенсивного сгустка электромагнитного поля в результате конкуренции эффектов нелинейности и дифракции. Из-за слабой неоднородности характерный пространственный период пульсаций должен зависеть от локального значения амплитуды поля вдоль координаты ψ , что препятствует контракции пучка как единого целого. Следствием этого является эффект дробления исходной структуры, приводящий к образованию дополнительного горба в поперечном сечении в результате каждой пульсации в приосевой области пучка. Число пульсаций зависит от отношения масштабов a/b и возрастет с уменьшением последнего. Асимптотически (для достаточно больших x) процесс самовоздействия всегда переходит в режим нелинейной самодефокусировки, сопровождающейся монотонным снижением уровня поля (при этом нелинейный член в уравнении (9) не меньше дифракционных) и расплыванием пучка по закону $\sqrt{a^2} \sim x, \sqrt{b^2} \sim x$.

Заметим, что некоторые количественные характеристики процесса пульсирующей самодефокусировки могут быть получены при безабберационном анализе уравнения (9). В частности, для границы выхода пучка в режим монотонного расплывания удается получить оценку

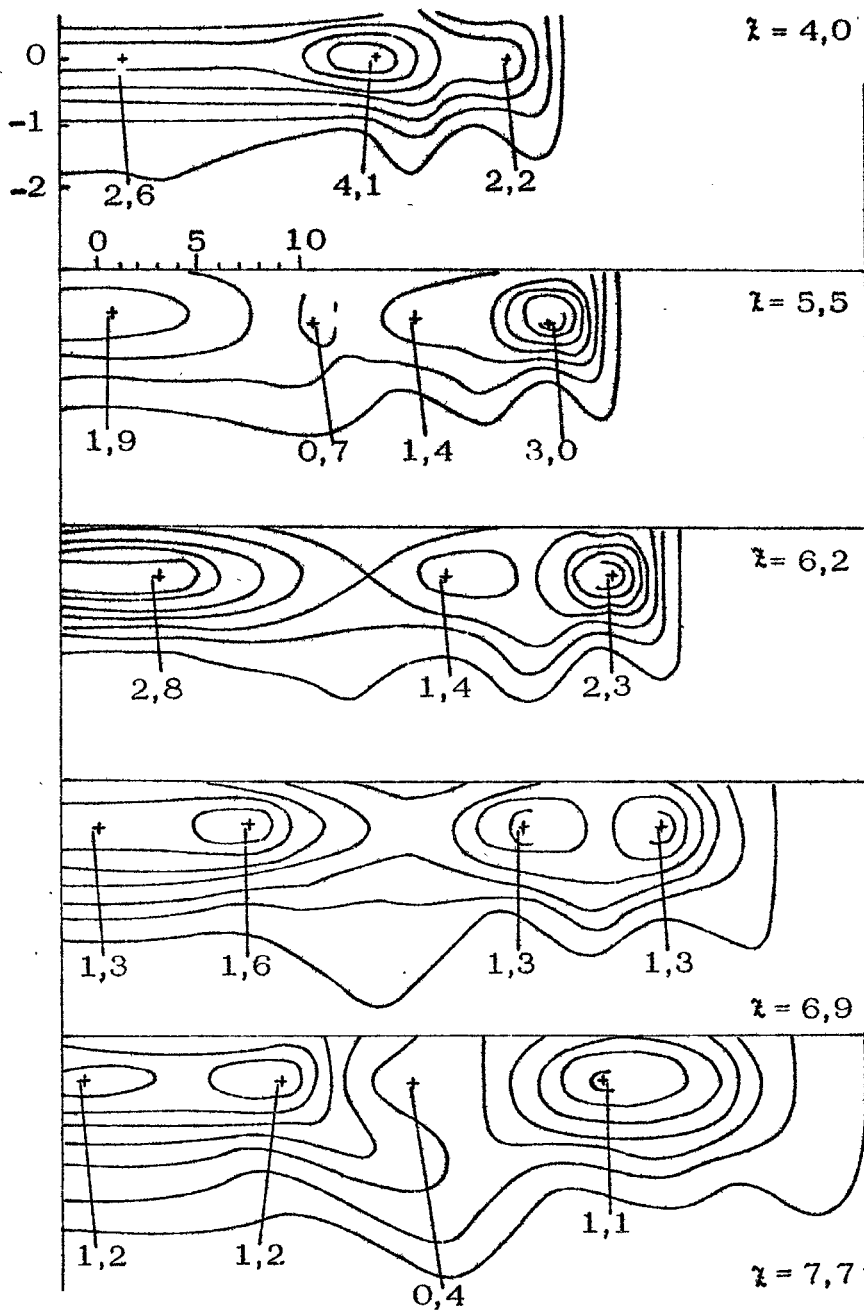
$$x^* \approx \left(\frac{ab^3}{2I} \right)^{1/2}, \quad b \gg a.$$

Таким образом, двумерное приближение ($\partial/\partial\psi = 0$) неадекватно описывает реальную трехмерную картину стационарного самовоздействия НГ-излучения на достаточно больших трассах $x \gg x^*$. Обнаруженный эффект асимптотической самодефокусировки пучков должен приводить к снижению роли параметрических неустойчивостей плазменных колебаний в экспериментах по НГ-нагреву плазмы.

Уравнение (8) не учитывает трехмерных эффектов, связанных с изменением структуры поперечной силы, и, следовательно, выражения для возмущений концентрации плазмы



Р и с. 7. Линии уровня и локальные максимумы функции $|E|^2$



мы в поле сильной ВЧ-волны, имеющем E_y -компоненту [30]. Это обстоятельство накладывает дополнительное условие на размер пучка в y -направлении: $L_y \gg L_x \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \omega_{ne}}$.

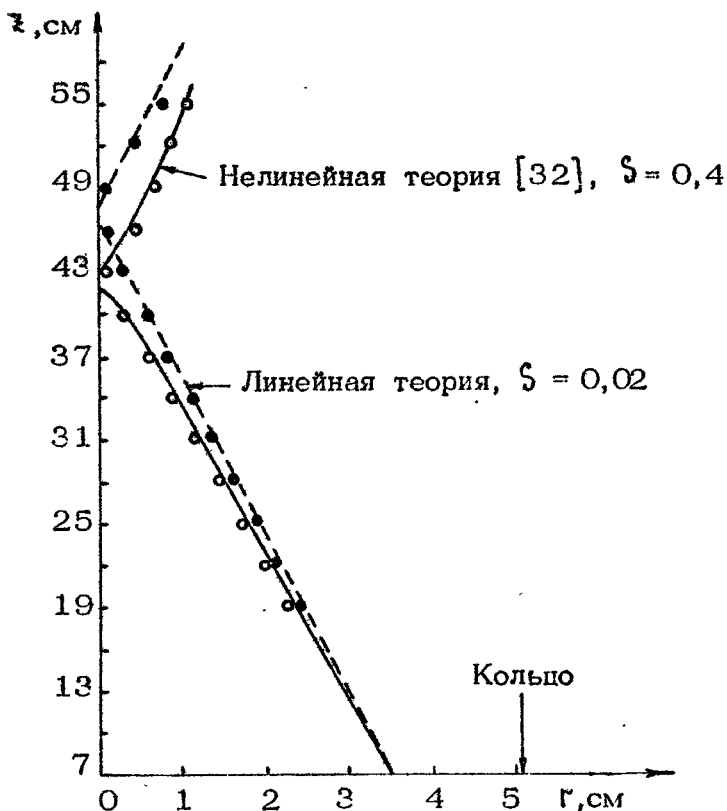
В противоположном случае основной нелинейный член в уравнении (8) оказывается пропорциональным $\frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{|\xi|^2}$.

$\frac{16\pi N(T_e + T_i)}{|\xi|^2}$, что заметно усложняет пространственную динамику самовоздействия. К настоящему времени изучение особенностей процесса при учете модифицированной нелинейности еще далеко от завершения.

Обсуждаемые в данном разделе нелинейные эффекты пока не наблюдались непосредственно в экспериментах по нагреву плазмы в тороидальных системах. Причина этого заключается, как правило, в нацеленности диагностических усилий на выявление интегральных результатов взаимодействия излучения с плазмой (например, энерговклада на единицу вводимой мощности). В ряде случаев при использовании более тонких методик, таких, как определение пространственных спектров прошедшего в плазму и отраженного электромагнитного поля и др., получены косвенные подтверждения реализуемости нелинейных процессов самовоздействия [19].

В связи с необходимостью изучения отдельных аспектов проблемы дополнительного нагрева плазмы большое внимание в последние годы уделяется лабораторному моделированию взаимодействия электромагнитного излучения с замагниченной плазмой. В ряде работ интерес экспериментаторов был сосредоточен на исследовании нелинейных волновых процессов в НГ-диапазоне частот, в частности, на выявлении особенностей распространения квазипотенциальной волны, возбуждаемой цилиндрическим источником (типа кольца, цилиндра, системы колец), с осью, направленной вдоль постоянного магнитного поля. Анализ поля излучения такого источника в линейном приближении [31] показывает, что в точке пересечения характеристик $r_0 - r = z_0 - z/\sqrt{|\epsilon_{\parallel}|}$ на оси системы (фокусе) имеет место резкое возрастание амплитуды ВЧ-волны, приводящее к возмущению плотности среды. В экспериментальной ситуации стрикционное разрежение бесстолкнительной плазмы приводит к нелинейному загибу характеристик, вследствие чего точка фокуса смещается навстречу источнику. Определенная по теории возмущений величина

сдвига точки пересечения характеристик [32] находится в хорошем соответствии с данными лабораторного эксперимента [33] (рис.8).



Р и с. 8. Положение максимума электрического поля в плоскости $r - z$ в линейном (\bullet) и нелинейном (\circ) случаях в эксперименте [33] по возбуждению НГ-волн кольцевым источником

Другой интересный эффект деформации конуса $r = z_0 - z/\sqrt{\epsilon_n}$ наблюдался в плотной столкновительной плазме [34], когда основной механизм нелинейности был связан с дополнительной ионизацией среды в сильном ВЧ-поле. В этих условиях фокальная область, очевидно, удаляется от источника излучения, а уравнение характеристики в сильно нелинейном приближении с $\epsilon_n = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = -\alpha |\epsilon_z|^2$ ($\alpha > 0$) записыва-

ется в виде $r = C (z_0 - z)^{5/2}$, где C — численный коэффициент, зависящий от амплитуды ВЧ-поля на источнике, которая по мере приближения к точке нелинейного фокуса возрастает по закону $E_z \sim \frac{1}{(z_0 - z)^{1/2}}$.

Интересно отметить, что самофокусирующееся излучение может захватываться в однородный вдоль магнитного поля волноводный канал [34,35], в котором плотность плазмы самосогласованно связана с амплитудой ионизирующей ВЧ-волны. Явление самоканализации излучения НГ-диапазона частот в условиях ВЧ-разряда может оказаться перспективным для целей предыонизации плазмы в установках типа "Токамак".

3.2. Самофокусировка пучков электромагнитных волн

Метод ЭЦ-нагрева плазмы в современных тороидальных установках основан на использовании электромагнитных пучков миллиметрового диапазона длин волн для транспортировки энергии внешнего источника к областям ее эффективной диссипации, в которых частота излучения становится близкой к гармоникам ЭЦ-частоты ($\omega \approx n \omega_{нр}$) либо к частоте верхнего гибридного (ВГ) резонанса ($\omega \approx \sqrt{\omega_{ре}^2 + \omega_{нр}^2}$). Применяемые в целях такого нагрева источники характеризуются узкой диаграммой направленности (поперечный размер пучка ($L_{\perp} \sim 10$ см) много больше длины волны (λ) и мощным импульсом излучения ($P \sim 10^2$ кВт) с длительностью $\tau \sim 10$ мс (т.е. $\omega \tau \sim 10^{10}$). Естественным аппаратом для описания распространения электромагнитных волн в этих условиях является квазиоптическая теория стационарных волновых пучков [36-38].

Обсуждение особенностей пространственной динамики пучков обыкновенных и необыкновенных волн следует начать со случая поперечного (по отношению к удерживающему плазму магнитному полю) распространения, который соответствует часто реализуемой экспериментальной ситуации. Уравнение для плавной в масштабе длины волны (λ) комплексной амплитуды электрического поля $\vec{E} = \frac{1}{2} [\vec{E}(\vec{r}) \exp(i\omega t - i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}) + \text{к.с.}]$ пучка в традиционном квазиоптическом приближении ($\lambda^2/L_{\perp}^2 \sim \lambda/L_x \ll 1$, L_x — характерный масштаб изме-

нения амплитуды волны в направлении распространения x) имеет вид

$$2ik_0 \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \alpha \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \beta \xi |\xi|^2 = 0. \quad (12)$$

Для обыкновенной волны с показателем преломления $n_{об} = k_0 c / \omega = \sqrt{1 - v}$ ξ — проекция вектора амплитуды на направление внешнего магнитного поля: $\xi = \xi_x$ — при этом дифракционный коэффициент $\alpha = 1 - v$, а коэффициент стрикционной нелинейности $\beta = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{1}{16\pi N (T_e + T_i)}$.

Во всей области распространения волны ($v < 1$) нелинейность носит фокусирующий характер (знаки дифракционных и нелинейного коэффициентов одинаковы), однако в отличие от случая изотропной плазмы в нашем примере величина α с ростом плотности плазмы уменьшается и, следовательно, роль дифракционных эффектов по мере приближения к зоне непрозрачности снижается.

Оценим, при какой мощности излучения стрикционное разряжение плазмы в поле сильной обыкновенной волны приведет к ее фокусировке на расстояниях, сравнимых с размерами установки ($L \sim 10^2$ см). При заметных превышениях мощности пучка над критической [36]

$$P_{кр.об} = \frac{\sqrt{\alpha} c^2 k}{2\beta \omega} \quad (13)$$

длина фокусировки составляет $L_f \approx \frac{k_0 L_1}{2\sqrt{2} (P/P_{кр})^{1/2}}$, поэтому $P \approx \frac{P_{кр.об}}{8} \frac{L_1}{L_f} k L_1$ и для типичных параметров

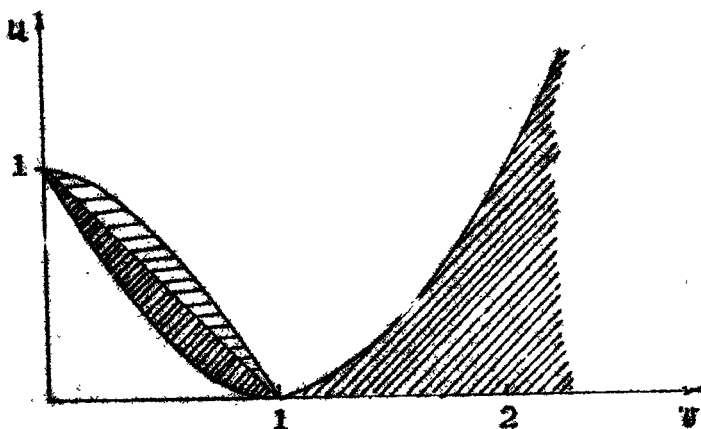
эксперимента $\omega = 6 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $N = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $L_1 = 5 \text{ см}$, $L_f = 50 \text{ см}$, $T \approx 600 \text{ эВ}$ имеем $P \approx 10 \text{ МВт}$.

В тороидальных системах с высокой концентрацией плазмы ($N > 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) область циклотронного резонанса может оказаться недоступной для обыкновенной волны, возбуждаемой существующими мощными источниками СВЧ-диапазона ($\lambda > 2 \text{ мм}$). В этом случае с целью нагрева центральной области плазменного шнура используется излучение необыкновенной волны, которая вводится с внутренней стороны (со стороны сильного магнитного поля) установки. Уравнение (12), записанное для такой волны, содержит в качестве неизвестной функции ξ_y — компоненту амплитуды ВЧ

электрического поля, а коэффициенты уравнения имеют следующие значения:

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{(1-v)^2 - u}{1-v-u}}, \quad \alpha = \frac{1-u-v^2}{1-u-v}, \quad \beta = \frac{[u(1-2v) - (1-v)^2]^2 v^2}{(1-u-v)^2 16\pi N(T_e, T_i)} > 0.$$

Нетрудно видеть, что распространение мощного квазиоптического пучка будет теперь сопровождаться фокусировкой при любых допустимых параметрах u и v (так что $k^2 > 0$), за исключением узкой области их значений, заключенной на плоскости (u, v) между кривыми $u = 1 - v$ и $u = 1 - v^2$ (рис. 9). В центральной части шнура, где $u \approx 1$, $2 > v > 1$, коэффициенты α и β незначительно отличаются от единицы ($\alpha \approx v$, $\beta \approx v^2$) и оценки мощности самофокусировки остаются прежними. Однако распространение пучка на периферийном участке разреженной плазмы происходит "вблизи" границы изменения знака α , поэтому условие проявления нелинейности оказывается более мягким. Так, если $v = 0,5$, $u = 0,8$, имеем $\alpha = 1/6$, $\beta = 2$ и $\rho_{кр.чедв} \approx 0,2 \rho_{кр.об}$.



Р и с. 9. Диаграмма областей фокусировки (□), дефокусировки (▨) и нераспространения (▩) необыкновенной волны

В области прозрачности, прилегающей к зоне ВГ-резонанса ($u + v = 1$), α становится отрицательным, а уравнение (12) из параболического нелинейного уравнения Шредингера превращается в гиперболически-параболическое [38]. Особен-

ности поведения волновых пучков в случае $\alpha < 0$ подробно обсуждались в п.3.1. Здесь можно отметить только, что самовоздействие такого пучка всегда приводит к его асимптотической самофокусировке (при больших x), хотя на начальном участке распространения в области с отрицательным α амплитуда электромагнитной волны может несколько возрасть.

4. ТРАНСФОРМАЦИЯ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Задача о влиянии нелинейных эффектов на трансформацию электромагнитной волны в плазменные колебания является наиболее сложной и наименее изученной среди обсуждаемых нами вопросов. Это связано с тем, что в явлении нелинейной трансформации, как правило, оказываются совмещенными и эффекты самовоздействия электромагнитных и плазменных волн в отдельности, и собственно трансформационные эффекты, приводящие к передаче энергии излучения плазменным колебаниям. Соответствующая математическая задача сводится к решению динамической системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных с переменными коэффициентами, численное исследование которой даже при использовании современных ЭВМ может быть проведено только в одномерном случае. При этом из рассмотрения неизбежно выпадают многие потенциально важные эффекты, а в ряде случаев одномерная модель совсем неадекватна реальной картине взаимодействия излучения с плазмой. Так, например, известно, что в области НГ-резонанса основной вклад в ponderomotorную силу дает член, определяемый выражением [39],

$$\vec{F} = -\nabla\varphi_e, \quad \varphi_e = \frac{e^2}{4m\omega\omega_{pe}} \operatorname{Im}[\vec{E} \cdot \vec{E}^*]_z.$$

В поле одномерных потенциальных колебаний, распространяющихся поперек магнитного поля, этот член обращается в нуль. По этой причине результаты расчетов одномерной модели НГ-трансформации волн не представляют интереса.

В случае трансформации сильной необыкновенной волны в верхнегибридные плазменные колебания постановка одно-

мерной задачи достаточно оправдана. В предыдущем разделе отмечалось, что при вводе СВЧ-энергии с внутренней стороны тора электромагнитное излучение распространяется в плазме в направлении \vec{x} , почти ортогональном внешнему магнитному полю, и проходит область циклотронного резонанса, являющуюся в ряде случаев для него оптически тонкой. При приближении к области ВГ-резонанса, где выполняется условие $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 = \omega_{UH}^2$ показатель преломления плазмы $n = (\omega_{UH} - \omega)^{-1/2}$ возрастает, а волна из поперечной линейно поляризованной превращается в эллиптически поляризованную — происходит уменьшение поперечной (вихревой) компоненты электрического поля ξ_y и нарастание продольной ξ_x . В резонансной области эти компоненты удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$-\frac{2i}{\omega} g \frac{\partial \xi_x}{\partial t} + 3\beta_T^2 \frac{\partial^2 \xi_x}{\partial \xi^2} + \left(1 - \frac{v}{1-u}\right) \xi_x = i \frac{\sqrt{u} v}{1-u} \xi_y, \quad (14)$$

$$-\frac{2i}{\omega} g \frac{\partial \xi_y}{\partial t} + \frac{\partial^2 \xi_y}{\partial \xi^2} + \left(1 - \frac{v}{1-u}\right) \xi_y = -i \frac{\sqrt{u} v}{1-u} \xi_x. \quad (15)$$

$$\text{Здесь } \xi = \frac{\omega}{c} x, g = 1 + \frac{vu}{(1-u)^2}, \beta_T = \frac{v_{Te}}{c}, \delta = \frac{v}{(1-u)(1-4u)} < 0.$$

параметр тепловой пространственной дисперсии (аномальной, так как $u > 1/4$). Представим v в виде $v = (1-u)(1+\eta)$

и будем считать малыми изменения концентрации частиц $\eta = \frac{\xi_0 - \xi}{\rho} + \eta_{NL}$ (относительно уровня $N_{cr} = \frac{m\omega^2(1-u)}{4\pi e^2}$),

связанные с неоднородностью невозмущенного профиля и нелинейными эффектами: $|\eta| \ll 1$: Это позволяет, с одной стороны, упростить выражения для параметров g и δ :

$$g = 1 + \frac{u}{1-u}, \quad \delta = \frac{1}{1-4u}, \quad \text{с другой, использовать для}$$

нахождения усредненных возмущений плотности ρ_{NL} систему линейных уравнений двухжидкостной гидродинамики, дополненную силой Миллера (см. ниже п.5). Допустим, что рассматриваемые распределения имеют ограниченный (хотя и очень большой) масштаб вдоль направления постоянного магнитного поля: $L_{\parallel} \ll \sqrt{M/m} L_{\perp}$. Если, наряду с этим, характерное время нелинейного изменения плотности удовлет-

воряет условию $T \sim \Omega^{-1} \ll \omega_{ni}$, то усредненные движения плазмы являются практически незамагниченными и при их описании справедлив подход, развитый для изотропного случая.

Будем далее рассматривать плазму с умеренной неизо-термичностью (условие $T_i/T_e > 1/5$ достаточно типичное для тороидальной плазмы), при которой ионно-звуковые колебания являются сильно затухающими. В этом случае уравнение для стрикционных возмущений плотности можно представить в виде

$$\frac{\partial^2 \eta_{ni}}{\partial t^2} - v_s^2 \frac{\partial^2 \eta_{ni}}{\partial x^2} + \hat{\gamma}_s \frac{\partial \eta_{ni}}{\partial t} = v_s^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{|\xi_x|^2}{\epsilon_p^2}, \quad \epsilon_p^2 = 16\pi N(T_e + T_i), \quad (16)$$

где $\hat{\gamma}_s$ - пространственный оператор, учитывающий бес-столкновительное затухание ионного звука. Если воспользо-ваться модельным видом оператора $\hat{\gamma}_s = -\gamma \frac{\partial^2}{\partial x^2}$, то в случае сильного поглощения можно, пренебрегая в уравнении (16) инерционным членом, перейти к релаксационному уравнению

$$\tau \frac{\partial \eta_{ni}}{\partial t} + \eta_{ni} = -\frac{|\xi_x|^2}{\epsilon_p^2}, \quad (17)$$

которое качественно описывает реальный процесс установле-ния вынужденных стрикционных возмущений плотности с ха-рактерным временем $\tau = \frac{\gamma}{v_s^2} \gg \omega^{-1}$,

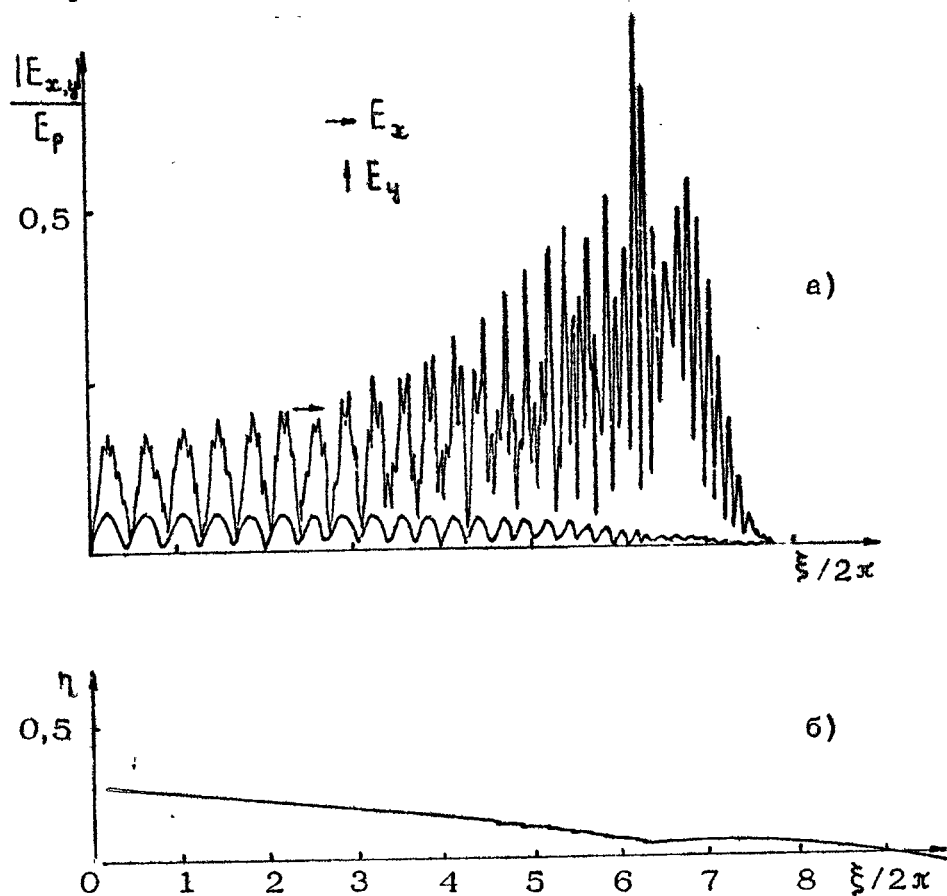
При малой неортогональности волнового вектора излуче-ния постоянному магнитному полю (угол отклонения от нор-мали $\chi \ll 1$) необходимо также учесть диссипативную по-правку к показателю преломления. Для этого в наиболее ин-тересном случае $\omega_{ni}^2 \gg \omega_{pe}^2$, когда основным становит-ся затухание плазменной волны на первой гармонике гиро-частоты электронов, в уравнении (1) следует сделать замену

$$\delta \rightarrow \delta (1 - i\gamma_{3\omega}(\xi)) = \frac{1}{1-4u} \left\{ 1 - i \sqrt{\frac{3x}{8(4u-1)}} \frac{v_0 l^{3/2}}{u \chi |\xi - \xi_0|^{3/2}} \exp \left[-\frac{3}{2} \frac{(1-\sqrt{u})^2 l}{(4u-1)\chi^2 |\xi - \xi_0|} \right] \right\}. \quad (18)$$

В линейном режиме область распространения волн расположена левее точки с концентрацией $n^* = 2\sqrt{3}\beta_T^2|\delta l|u$, в которой показатели преломления электромагнитной ($n_{эм} < n^*$) и плазменной ($n_{пл} > n^*$) волн сравниваются ($n_{эм} = n_{пл} = n^* = \left(\frac{u}{3\beta_T^2|\delta l|}\right)^{1/4}$) и имеет место трансформация одной волны в другую. Коэффициент линейной трансформации в плавно неоднородном слое с масштабом $l \gg 1/n^*$ приближается к 100% [40].

Нелинейные режимы трансформации необыкновенной волны исследовались с помощью численного интегрирования системы уравнений (14), (15), (17) [41]. Приводимые ниже результаты расчетов соответствуют физической ситуации со следующими характерными параметрами: концентрация плазмы в точке резонанса $N = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, температура электронов $T_e = 600 \text{ эВ}$, температура ионов $T_i = 1/2 + 1/5 T_e$, внешнее магнитное поле $H_0 = 20 \text{ кГс}$, вакуумная длина волны излучения $\lambda = 0,4 \text{ см}$, масштаб неоднородности $L = 13 \text{ см}$ ($K_0 L = l = 200$), время нарастания амплитуды падающей волны $E_{пад}$ от 0 до максимального уровня $E_{max} = 0,06 \cdot E_p$ составляет 5τ ; угол χ варьируется в пределах от 5 до 10 градусов. Типичная картина распределений продольного и поперечного электрического полей, а также сопутствующего профиля плотности представлены на рис.10. Он соответствует малому значению χ ($\chi = 5^\circ$) и, следовательно, слабому затуханию плазменных волн на интервале интегрирования. За время, меньшее τ , происходит установление линейной структуры поля на невозмущенном профиле, которая характеризуется полной трансформацией падающей электромагнитной волны в плазменную. С течением времени нелинейное возмущение концентрации нарастает по закону $n_{nl} \sim -|\mathcal{E}|^2 t / E_p^2 \tau$ и наблюдается разрежение плазмы, в первую очередь около точки линейной трансформации, где амплитуда продольного электрического поля наиболее значительна. Поскольку рассматриваемые волны могут существовать лишь в достаточно плотной среде, уменьшение концентрации частиц приводит к нелинейному сдвигу точки отражения влево, т.е. к самоограничению области распространения сильного поля. В результате максимум распределения $|\mathcal{E}|$ перемещается на расстояние в несколько вакуумных длин волн, оставляя после себя на профиле своеобразное "плато" с относительным отклонением концентрации

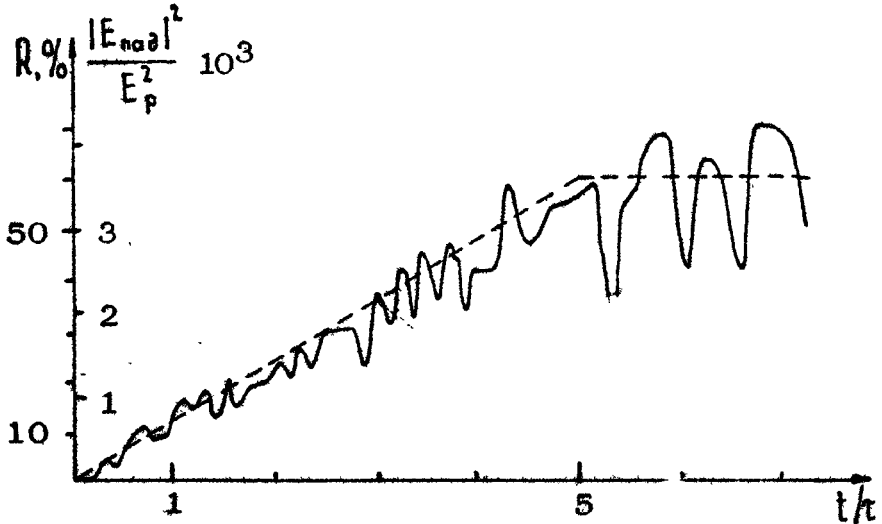
$\eta < \eta^*$. В отсутствие ВЧ-давления плотность плазмы на "плато" должна постепенно релаксировать (согласно (17)) к невозмущенному состоянию, однако нарастание ее до уровня η^* создает условия для проникновения в эту область электромагнитного поля, которое вновь "подсаживает" концентрацию.



Р и с. 10. Распределение продольного и поперечного электромагнитных полей (а) и соответствующий профиль плотности плазмы (б)

Наряду с описанной "крупномасштабной" деформацией возникает и постепенно (по мере нарастания падающего поля) расширяется область, захваченная возмущениями плотности с размерами порядка плазменной длины волны, причем

благодаря достаточно медленному убыванию амплитуды последней в направлении возрастания ее показателя преломления, мелкомасштабная "рябь" заполняет к моменту $t = 5\tau$ весь интервал взаимодействия вплоть до места включения бесстолкновительного затухания.



Р и с. 11. Зависимость коэффициента отражения от времени (сплошная линия) и форма включения падающей электромагнитной волны (пунктиром показана величина $|E_{пад}|^2/E_p^2 \cdot 10^3$)

Для выяснения влияния стрикционных эффектов на трансформацию воли в области ВГ-резонанса была построена зависимость коэффициента отражения электромагнитной энергии R от времени (рис.11). В рассматриваемом примере величина R , усредненная по быстрым осцилляциям с периодом $\Delta t = 10^{-1}\tau$, оказалась приблизительно пропорциональной падающему на плазму электромагнитному потоку (форма его включения представлена на том же рисунке). Обнаруженное свойство, однако, не является универсальным. Причина этого заключается в следующем. Появление конечного коэффициента R связано с двумя факторами: рассеянием излучения на мелкомасштабных возмущениях концентрации и отражением от предшествующей "плато" области переходного слоя с размером $\Delta l \sim (n^*)^{-1}$. В зависимости от величины бесстолкновительного затухания на интервале нелинейного взаимодействия степень проявления обоих факторов будет различной; увеличивая, например, угол χ , мы можем зна-

чительно сузить область мелкомасштабных возмущений, в результате чего при той же амплитуде облучающей плазму волны коэффициент отражения резко упадет. В этих условиях мы получим удобную возможность определения эффективности трансформации волн отдельно на переходном слое. Численные расчеты показывают, что коэффициент нелинейного отражения излучения от области "плато" достигает заметного уровня ($\sim 20\%$) только при весьма высоких потоках энергии $S \approx 10^2$ кВт/см².

Значительно большее отражение наблюдается при уменьшении χ , когда "рябь" распределяется по широкой области плазмы; его уровень и оказывается приблизительно пропорциональным квадрату амплитуды падающей волны. В расчетных условиях при углах $\chi \ll 5^\circ$ существенное снижение трансформации может быть зафиксировано уже при уровнях СВЧ-мощности $S \sim 10$ кВт/см². Для экспериментальных установок с более плотной плазмой ($N \approx 10^{14}$ см⁻³) расстояние между резонансным слоем и областью бесстолкновительного затухания является весьма значительным, т.е. эффект отражения при той же вводимой мощности может быть заметным и для больших углов.

Наряду с рассмотрением процесса ВГ-трансформации в рамках гидродинамической модели, следует упомянуть численные эксперименты с использованием метода частиц в ячейках [42, 43]. В экспериментах изучалась трансформация в сверхсильных высокочастотных полях, в которых существенную роль играет релятивистское "утяжеление" электронов в поле волны. Эти эффекты не имеют непосредственного отношения к проблеме СВЧ-нагрева тороидальной плазмы, так как требуют для своей реализации крайне высоких мощностей излучения.

5. САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ

В условиях тороидального эксперимента, как уже отмечалось выше, типичной является ситуация, в которой мощное излучение распространяется в квазипоперечном к постоянному магнитному полю направлении. В области плазменного резонанса такие волны возбуждают плазменные колебания, имеющие пространственную структуру с существенно разными

продольными и поперечными масштабами. Для описания нелинейной динамики возникающих сильно вытянутых вдоль магнитного поля распределений колебаний, являющихся квази-монохроматическими, можно воспользоваться уравнениями, усредненными по высокой частоте, близкой к верхнегибридной $\omega_{UH} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{he}^2}$, либо к нижнегибридной $\omega_{LH} = \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{1 + \omega_{pe}^2/\omega_{he}^2}}$ частотам.

В данном разделе рассматривается в основном самовоздействие ВГ-колебаний, которое к настоящему времени исследовано более детально.

5.1. Верхнегибридные колебания

Упомянутая процедура усреднения в этом случае приводит к уравнению для медленной комплексной амплитуды ψ ($|\partial\psi/\partial t| \ll \omega_{UH}|\psi|$) потенциала ВЧ электрического поля $\vec{E} = -\frac{1}{2} \nabla(\psi e^{i\omega t + k\cdot r}) = \frac{1}{2} (\vec{E} e^{i\omega t + k\cdot r})$

$$\Delta \left[-2i\omega \frac{\partial \psi}{\partial t} + 3v_T^2 \delta \Delta \psi - \omega^2 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2 + \omega_{he}^2}{\omega^2} \right) \psi \right] +$$

$$+ \frac{\omega_{he}^2 \omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2 + \omega_{he}^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \text{div} \left\{ \left(\omega_{pe}^2 \frac{\delta N}{N} + 2\omega_{he}^2 \frac{\delta H}{H_0} \right) \nabla \psi + \right.$$

$$\left. + i \frac{\omega_{he}}{\omega} \left[\omega_{pe}^2 \frac{\delta N}{N} + (\omega_{pe}^2 + 2\omega_{he}^2) \frac{\delta H}{H_0} \right] \nabla \psi \cdot \vec{z} \right\}, \quad (19)$$

где $\omega \approx \omega_{UH}$, $\delta = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2 - 3\omega_{he}^2}$.

Левая часть уравнения содержит линейный дифференциальный оператор, описывающий дисперсионные свойства квазимонохроматических верхнегибридных колебаний плазмы, правая часть учитывает нелинейные добавки к частоте, связанные с возмущениями плотности и постоянного магнитного поля.

Очевидно, что при $\omega_{pe}^2 < 3\omega_{he}^2$ коэффициент $\delta < 0$ и дисперсия верхнегибридных колебаний является аномальной. В случае $\omega_{pe}^2 > 3\omega_{he}^2$ учет теплового движения электронов приводит к увеличению частоты процесса, а слабая неортогональность волновых векторов по отношению к H_0 уменьшает ее. Отметим также, что величина нелинейных членов в правой части уравнения (19), возникающих за счет пондеромо-

торного воздействия ВЧ-поля на замагниченную среду, существенно зависит от поляризации плазменной волны; последний из них, например, обращается в нуль для одномерных ($\perp \vec{H}_0$) и аксиально-симметричных распределений (к тому же он мал для произвольной пространственной зависимости $\psi(\vec{r})$ в случае $\omega_{pe} \gg \omega_{ne}$).

Медленные относительные возмущения концентрации плазмы $\delta N/N$ и \vec{x} - компоненты магнитного поля $\vec{b}_x = \delta H/H_0$ определяются из уравнения

$$\frac{\partial^2 \vec{b}}{\partial t^2} - \vec{x} \frac{\partial^2 \delta N}{\partial t^2} - \frac{c^2}{\omega_{pe}^2} \frac{\partial^2 \Delta \vec{b}}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{c^2 \omega_{ne}}{\omega_{pe}^2} \frac{\partial}{\partial t} \text{rot} \vec{b} - v_s^2 \nabla \frac{\delta N}{N} + v_A^2 [\text{rot} \vec{b} \times \vec{x}] \right) = \frac{m}{M} \frac{\partial \vec{F}}{\partial x} - \frac{1}{\omega_{ne}} \frac{\partial}{\partial t} \text{rot} \vec{F}, \quad (20)$$

которое по существу описывает возбуждение квазинейтральных движений магнитозвукового и альфвеновского типов в плазме под действием пондеромоторной силы $\vec{F} = -\frac{N}{4} \times (\nabla |\vec{v}_e|^2 + i \frac{\omega_{ne}}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} [\vec{v}_e \times \vec{v}_e^*])$ (\vec{v}_e - амплитуда осцилляций гидродинамической скорости электронов).

Из анализа соотношения (20) можно заключить, что магнитное поле \vec{H}_0 оказывает существенное влияние на процесс установления и пространственное распределение усредненных возмущений при стрикционном воздействии на плазму в двух случаях: 1) рассматриваемые структуры существенно вытянуты вдоль оси \vec{x} : $r_{ne} = \frac{v_{Te}}{\omega_{ne}} \ll L_\perp < \sqrt{\frac{m}{M}} L_\parallel$,

а время развития процесса $T \sim \Omega^{-1} > (\omega_{ne} \omega_{ni})^{-1/2}$;

2) при выполнении соотношений $v_s/\omega_{ni} \ll L_\perp < L_\parallel \ll v_A/\Omega$ харак-

терная частота Ω не слишком велика: $\Omega \ll \omega_{ni}$. В остальных случаях уравнение (20) сводится к обычному уравнению для ионно-звуковых колебаний плазмы в ВЧ-потенциале $\Phi_e = -\int f_x dx$. В отмеченных выше случаях для квазинейтральных движений характерно наличие низкочастотных резонансов - нижне-гибридного ($\Omega = (\omega_{ne} \omega_{ni})^{1/2}$ при $\omega_{pe} \gg \omega_{ne}$) и ионно-циклотронного ($\Omega = \omega_{ni}$). Именно с этим свой-

*) При точном кинетическом описании плазмы необходимо учитывать и наличие резонансов на кратных гармониках ионно-циклотронной частоты. В квазигидродинамической модели эти резонансы отсутствуют.

ством магнитоактивной плазмы связаны некоторые интересные особенности самовоздействия сильного ВЧ-поля, рассматриваемые ниже.

Остановимся на 1-м случае и рассмотрим упрощенную картину одномерной в направлении $\vec{x} \perp \vec{z}$ турбулентности, которая описывается уравнениями

$$-\frac{2i}{\omega} \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial t} + \frac{3v_T^2 \delta}{\omega^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}_x}{\partial x^2} - \varepsilon \mathcal{E}_x - \left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\delta N}{N} + 2 \frac{\omega_{ne}^2}{\omega^2} b_z \right) \mathcal{E}_x = F(t), \quad (21)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\delta N}{N} - v_s^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{\delta N}{N} - v_A^2 \frac{\partial^2 b_z}{\partial x^2} = \frac{1 + 2\omega_{ne}^2/\omega_{pe}^2}{16\pi MN} \frac{\partial^2}{\partial x^2} |\mathcal{E}_x|^2 = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2}, \quad (22)$$

$$b_z - \frac{\delta N}{N} - \frac{c^2}{\omega_{pe}^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} b_z = 0. \quad (23)$$

Здесь $\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2 + \omega_{ne}^2}{\omega^2}$, $F(t)$ — "сторонний" источ-

ник, который связан с наличием вихревой составляющей ВЧ электрического поля. Очевидно, в нашей постановке задачи установление стационарного бальмановского распределения концентрации плазмы в ВЧ-поле за счет процессов выноса вдоль магнитного поля невозможно. Это обстоятельство приводит к появлению зависимости критического поля нелинейных эффектов от пространственного масштаба пондеромоторной силы в направлении, перпендикулярном \vec{H}_0 .

В случае очень широких распределений с $L_1 \gg L_0 = c/\omega_{pe}$ квазистационарное возмущение концентрации является локальной функцией амплитуды поля

$$\frac{\delta N}{N} = - \frac{|\mathcal{E}_x|^2}{E_{p1}^2}, \quad E_{p1} = 2H_0 \left(1 + 2 \frac{\omega_{ne}^2}{\omega_{pe}^2} \right)^{-1/2}. \quad (24)$$

При этом, как следует из (23), возмущение магнитного поля фактически определяется условием "вмороженности":

$b_z = \frac{\delta N}{N} = - \frac{|\mathcal{E}_x|^2}{E_{p1}^2}$. Для волновых пакетов с масштабами $L_1 \sim L_0 = c/\omega_{pe}$ связь возмущений магнитного поля с амплитудой ВЧ-колебаний остается прежней, в то время как изменение концентрации электронов становится существенно нелокальной функцией \mathcal{E}_x :

$$\frac{\delta N}{N} = - \frac{|\xi_x|^2}{E_{p1}^2} + L_0^2 \frac{d^2}{dx^2} \frac{|\xi_x|^2}{E_{p1}^2} \quad (25)$$

В случае $L_1 \ll L_0$ и $\omega_{pe} \gg \omega_{ne}$ связь между $\delta N/N$ и ξ_x снова является локальной, но со значительно меньшей величиной характерного поля $E_{p2}^2 = 16 \pi N (T_e + T_i)$. Наведенным диамагнетизмом при этом можно пренебречь. В плазме в достаточно сильном магнитном поле ($\omega_{pe}^2 \ll \omega_{ne}^2$) стационарные усредненные возмущения плотности определяются соотношением (24) во всей области применимости уравнений (21) - (23). Детальный анализ показывает, что, наряду со стрикционной нелинейностью, аналогичный по порядку величины вклад в процессы самовоздействия плазменных колебаний вносят нелинейности, связанные с релятивистской зависимостью массы электрона от энергии осцилляции и ангармонизмом движения отдельного электрона в поле сильной ВЧ-волны [44]. Если вычислить нелинейный сдвиг частоты синусоидальной плазменной волны с конечной амплитудой, то для стрикционной нелинейности он равен $\delta \omega_{стр} = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{|\xi_x|^2}{8 N_0^2} \left(1 + 2 \frac{\omega_{ne}^2}{\omega_{pe}^2} \right)$, а, например, учет релятивизма дает $\delta \omega_{рел} = - \frac{e^2 |\xi_x|^2}{8 \omega m^2 c^2} \left(1 + 2 \frac{\omega_{ne}^2}{\omega_{pe}^2} \right)$ т.е. $\frac{\delta \omega_{стр}}{\delta \omega_{рел}} = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ne}^2}$. Однако, как уже упоминалось выше, при $\omega_{pe}^2 \ll 3 \omega_{ne}^2$ ВЧ-колебания обладают аномальной дисперсией, поэтому одномерные плазменные колебания оказываются модуляционно устойчивыми, и в этой области параметров не существует солитонов.

Рассмотрим более подробно одномерную модель самовоздействия ВЧ-колебаний в плазме с высокой плотностью ($\omega_{pe}^2 \gg 3 \omega_{ne}^2$). Введем безразмерные переменные

$$t = t_{ст} \omega_{LH}, \quad x = x_{ст} \omega_{LH} / v_s,$$

$$\psi = \frac{\xi_x \omega_{pe} \left(1 + 2 \frac{\omega_{ne}^2}{\omega_{pe}^2} \right)^{1/2}}{\omega_{ne} (48 \pi N \delta T_e)^{1/2}}, \quad b = b_1 \frac{c^2}{3 \delta v_T^2}, \quad \beta = \left(1 + 2 \frac{\omega_{ne}^2}{\omega_{pe}^2} \right) \frac{v_s^2}{v_T^2},$$

$$\mu = \frac{2 \omega m}{3 \delta \omega_{LH} M}$$

и перепишем уравнения (21), (22) в виде [45]

$$-i\mu \frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - u\psi = F, \quad (26)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + u = -\beta |\psi|^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} |\psi|^2, \quad (27)$$

где величина $u = \beta b - \frac{\partial^2 b}{\partial x^2}$ при $\omega_{HE} \ll \omega_{pe}$ совпадает с нормированным возмущением плотности плазмы $u = \frac{\delta N}{N} \frac{v_s^2 \omega_{pe}^2}{3 v_T^2 \omega_{UH}^2}$.

Разнообразие типов нелинейной связи (вида функции $u(\psi)$), обсуждавшееся выше, проявляется в характеристиках модуляционной неустойчивости однородного поля с амплитудой ψ_0 . Временной инкремент роста малых модуляционных возмущений как функция волнового числа k амплитуды ψ_0 определяется дисперсионным уравнением

$$(\mu^2 \gamma^2 + k^4)(1 + \gamma^2 + k^2) = 2\psi_0^2 k^2 (k^2 + \beta). \quad (28)$$

В случае $\psi_0 \ll 1$ масштаб наиболее быстро растущего возмущения k_{opt}^{-1} и инкремент неустойчивости γ_{max} соответствует слабой локальной нелинейности (24): $k_{opt} = \sqrt{\beta} \psi_0$, $\gamma_{max} = \beta \psi_0^2 / \mu$. При приближении амплитуды однородного поля к величине $\psi_0^* = 1/\sqrt{2}$ резко возрастает инкремент $\gamma_{max} = \frac{\beta \psi_0^2}{\mu \sqrt{1 - 2\psi_0^2}}$ и расширяется область волновых чисел неустойчивых возмущений $k_{max} = \sqrt{2} k_{opt} = \psi_0 \sqrt{2\beta / (1 - 2\psi_0^2)}$. Критическое значение амплитуды однородного поля ψ_0^* фактически является своеобразным "пороговым" значением для возбуждения мелкомасштабных модуляционных возмущений^{*)}.

Численное исследование динамики одномерной верхнегибридной турбулентности в рамках уравнений (26), (27) показывает, что на нелинейной стадии модуляционной неустойчивости в плазме возникают квазисолитонные распределения ВЧ-поля, скоррелированные в пространстве с регулярными

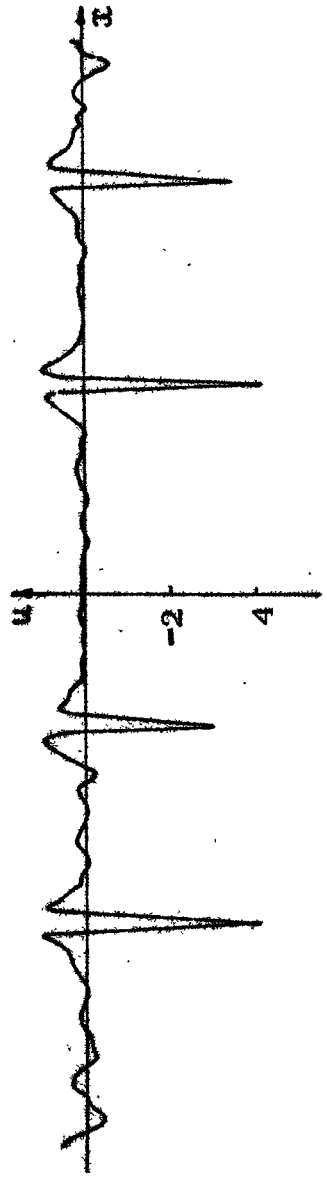
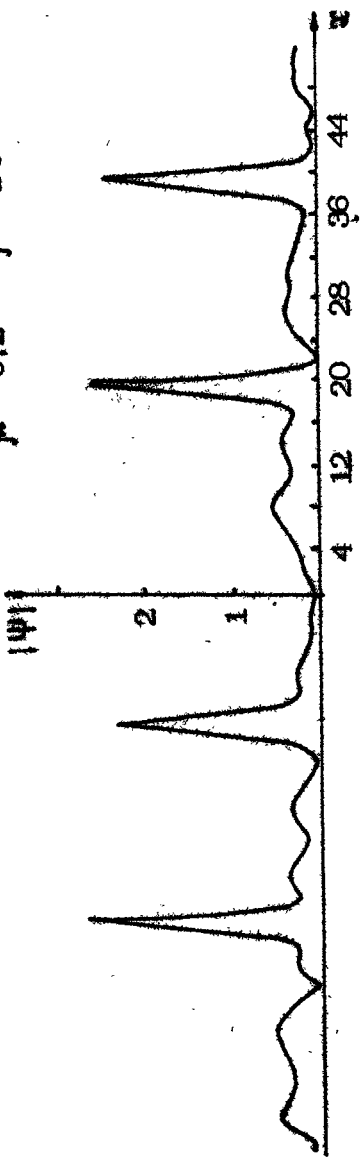
*) Существование подобного порога $|\xi_x|_{пор}^2 = 24x N T_e \omega_m^2 / \omega_{pe}^2$ наблюдалось в экспериментах по генерации плазменной турбулентности пучками электронов в случае, когда основными низкочастотными движениями являлись ионно-циклотронные колебания [46].

возмущениями плотности среды и магнитного поля [47]. На рис. 1.2 представлен фрагмент численного расчета сильной турбулентности, возникающей из шумового поля в присутствии постоянно действующего источника $f(t) = 4 \cdot 10^{-3}$ (здесь же приведены физические параметры моделируемой ситуации). По мере заполнения интервала ступками ВЧ-поля область эффективного взаимодействия накачки и однородного поля (в данном случае именно этим взаимодействием определяется энергообмен внешнего источника и плазменной турбулентности) уменьшается — из нее исключаются промежутки пространства, в которых концентрация плазмы уменьшается и, следовательно, возникает нелинейный сдвиг частоты ВГ-колебаний. Это приводит к постепенному снижению темпа набора энергии ВЧ-поля и к последующему выходу ее на некоторый квазистационарный уровень, вообще говоря, зависящий от уровня начальных шумов. В результате происходит "отключение" накачки (среднее по времени значение разности фаз между комплексной амплитудой однородного поля и накачкой Φ становится равной π), и в рассматриваемой системе, даже в отсутствие диссипации ВГ-волн, устанавливается стационарная картина турбулентности в виде набора солитонов, слабо взаимодействующих друг с другом через низкочастотные возмущения среды.

Описанная динамика развития одномерной ВГ-турбулентности оказывается в целом весьма сходной с аналогичным процессом неустойчивости ленгмюровских волн в изотропной плазме [37]. Особенности замагниченной плазмы заключаются в свойствах отдельных элементарных "ячеек" турбулентности — ВГ-солитонов. Наиболее интересными и необычными оказываются свойства солитонов ВГ-волн в плазме с $\beta \ll 1$. Здесь удастся выделить три типа уединенных нелинейных распределений ВЧ-поля вида $\Psi(x, t) = \Psi(x) e^{i\beta t/\mu}$:

- 1) крупномасштабные солитоны с размерами $L > \frac{c}{\omega_{pe}}$, локализация ВЧ-поля в которых связана с возбуждением вышележащих магнитозвуковых возмущений среды (24);
- 2) так называемые "остроконечные солитоны" [48] с масштабами пространственного скинирования поля $r_{ne} < L < \frac{c}{\omega_{pe}}$. Для них за счет сильной нелокальности связи (25) происходит уменьшение энергии, запасенной в распределении, при уменьшении его размера, а амплитудное значение поля

$\mu = 0.2$ $\beta = 10^{-2}$ $t = 124$

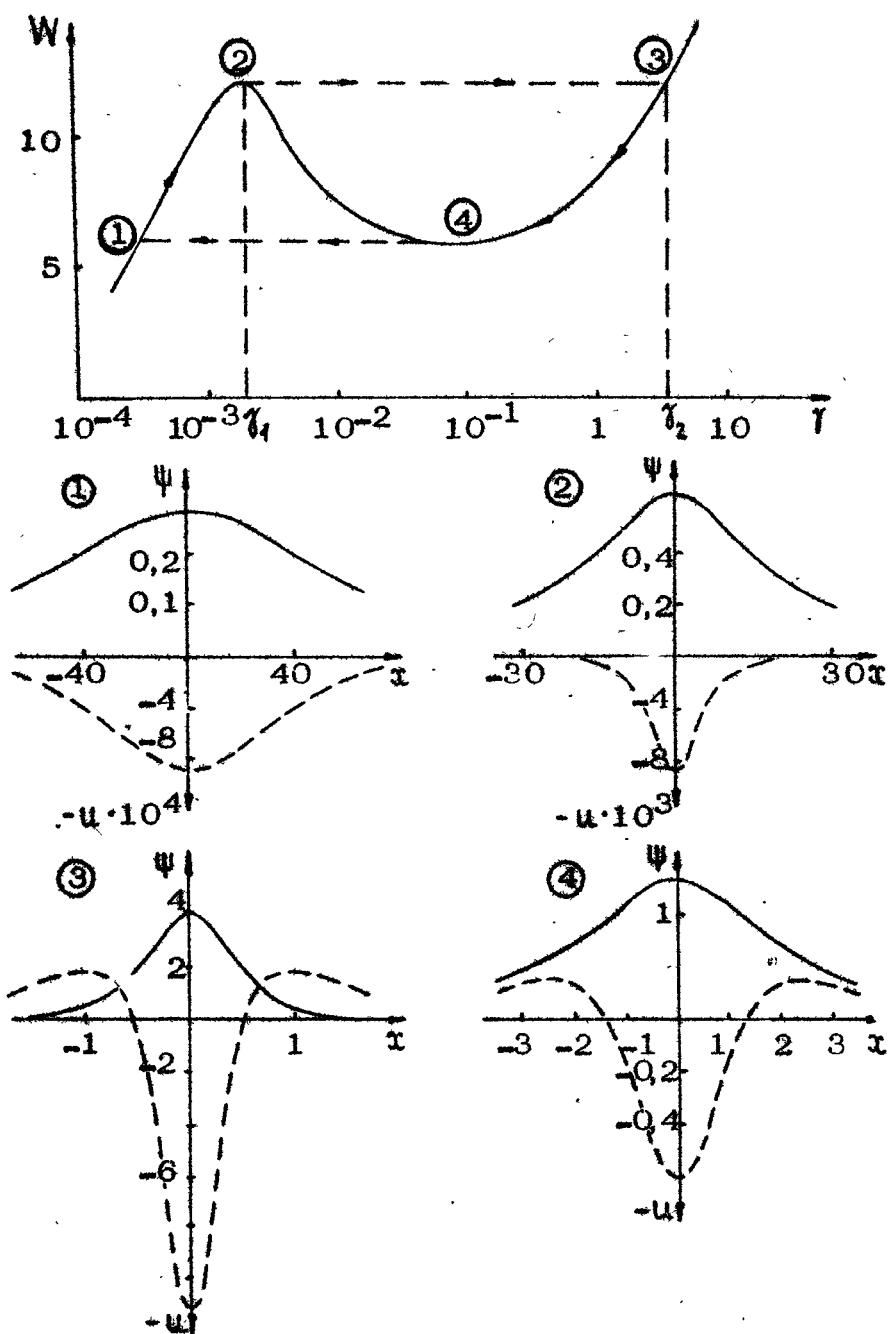


$\Psi_{\max} = \Psi_0^*$ практически неизменно; 3) мелкомасштабные солитоны ($L < r_{\text{не}}$), свойства которых аналогичны свойствам обычных ленгмюровских солитонов. Типичная зависимость ВЧ-энергии W от обратного размера солитона (γ^{-1}) показана на рис.13 для случая $\beta = 10^{-2}$, $\mu = 0,2$.

На основании известного критерия Колоколова - Вахитова [49] можно утверждать, что солитоны второго типа являются неустойчивыми - этот факт подтверждается и численными расчетами турбулентности, в которых реализуются (в зависимости от уровня накачки) крупномасштабные или мелкомасштабные структуры. Интересно отметить, что в слабо диссипативной системе, в которой существенно бесстолкновительное поглощение энергии ВЧ-поля за счет взаимодействия с резонансными частицами, возможно образование автоколебательного солитона вследствие его периодического перехода из крупномасштабной фазы (в ней он в среднем получает энергию от накачки) в мелкомасштабную (где энергия передается частицам плазмы) и обратно [45]. Графически такое поведение солитона отображается на зависимости рис.13 своеобразным циклом (1→2→3→4). Можно показать [45], что эффективность поглощения энергии накачки в режиме автоколебаний солитонных сгустков турбулентности выше, чем в системе из обычных ленгмюровских солитонов с той же средней (по ансамблю) ампл. гудой поля. Переход солитона из состояния 2 в состояние 1, сопровождающийся быстрым нарастанием поля в центре образования и обогащением спектра высокими пространственными гармониками, имеет характер одномерного коллапса плазменных волн [50] и может быть описан в автомодельных переменных. Нетрудно показать, что ширина распределения L в интервале $\frac{c}{\omega_{\text{pe}}} < L < r_{\text{не}}$ уменьшается по закону $L \sim [(t_0 - t)^2]^q$, а амплитуда ϵ_{\max} растет

$$\epsilon_{\max} \sim \left(\frac{1}{t_0 - t} \right)^q, \quad q = \frac{1}{5}.$$

Одномерные распределения плазменных колебаний, как и в случае изотропной плазмы, вообще говоря, неустойчивы относительно поперечных возмущений. Поскольку детальное исследование двумерной или трехмерной ВГ-турбулентности пока отсутствует, ограничимся только замечаниями о характере самовоздействия отдельной плазменной каверны. Можно показать, что двумерные (поперек магнитного поля) сгустки



Р и с. 13. Зависимость ВЧ-энергии в солитоне от величины γ и его пространственная структура в состояниях 1-4

колебаний также могут коллапсировать с сохранением захваченной в них ВЧ-энергии по автомодельному закону с той лишь разницей, что показатель автомодельности $q = 2/5$ вместо $1/5$ в одномерном случае. Однако в двумерном случае и при достижении малых масштабов сгусток продолжает схлопываться так, как это происходит с двумерными ленгмюровскими кавитонами изотропной плазмы, т.е. по закону $L \sim t_0 - t$, $\xi_{max} \sim (t_0 - t)^{-1}$, а это должно привести к увеличению темпа нелинейной диссипации.

5.2. Нижнегибридные колебания

Диссипация энергии потенциальных НГ-колебаний с частотой $\omega_{LN} = \omega_{pi} / \sqrt{1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ne}^2}$ в отличие от ленгмюровских колебаний замагниченной плазмы должна происходить в режиме сильной турбулентности уже при весьма небольших амплитудах греющих ВЧ-полей; соответствующее условие, например, в случае плазмы в сильном магнитном поле с $\omega_{ne} > \omega_{pe}$ имеет вид $\frac{|E|^2}{16\pi NT} > \frac{m}{M} \frac{\omega_{ne}^2}{\omega_{pe}^2} k^2 \tau_{Di}^2$ (k - характерное волновое число в спектре колебаний, τ_{Di} - дебаевский радиус ионов). Другой особенностью модуляционной неустойчивости НГ-распределений поля является принципиальная неоднородность образующихся на нелинейной стадии структур в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Для таких сгустков плазменных колебаний связь амплитуды ВЧ-поля с возмущениями плотности среды становится "аномально" большой, а основной член в поперечной силе оказывается пропорциональным произведению $i \frac{\omega_{ne}}{\omega} [\nabla\psi \times \nabla\psi^*]_z$.

Это обстоятельство вызывает очевидные осложнения при теоретическом анализе процесса самовоздействия.

В реальной трехмерной геометрии вытянутые вдоль оси распределения потенциальных колебаний описываются уравнением [39]

$$\Delta \left(-\frac{z_i}{\omega_{LN}} \frac{\partial \psi}{\partial t} + R^2 \Delta \psi \right) - \frac{M}{m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = i \frac{\omega_{LN}}{\omega_{ne}} \left[\nabla\psi \times \nabla \frac{\delta N}{N} \right]_z, \quad (29)$$

в котором параметр тепловой дисперсии R имеет вид

$$R = \begin{cases} \sqrt{3} \tau_{Di}, & \omega_{ne} \gg \omega_{pe}, \\ \sqrt{3 \left(\frac{T_i}{T_e} + \frac{1}{4} \right)} \tau_{ne}, & \omega_{ne} \ll \omega_{pe}. \end{cases}$$

Возмущения концентрации частиц δN в гидродинамическом приближении определяются из уравнения (20). Для достаточно вытянутых в продольном направлении образований с масштабом $L_{\parallel} \gg v_{Te} / \Omega$ (Ω — характерная частота в динамическом спектре δN) гидродинамическое описание усредненных движений может оказаться неудовлетворительным из-за резонансного характера взаимодействия основной массы электронов с низкочастотной модой колебаний. Однако более строгое кинетическое рассмотрение динамики частиц в медленном процессе показывает [51], что основные характеристики модуляционной неустойчивости в качественном отношении не отличаются от тех, которые получены в гидродинамической модели [50]. Так, значения максимального инкремента в обоих случаях составляют по порядку величины

$$\gamma_{\max} \sim \sqrt{\omega_{ne} \omega_{ni}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ne}^2} \frac{M}{m} \frac{|\bar{E}|^2}{4\pi N(T_e + T_i)}$$

Развитие модуляционной неустойчивости колебаний приводит плазму в состояние сильной турбулентности, основные характеристики которой определяются особенностями структуры, динамики и взаимодействия ее элементарных ячеек — пространственно скоррелированных сгустков интенсивного ВЧ-поля. Полной ясности в вопросе о свойствах отдельной ячейки НЧ-турбулентности пока еще не достигнуто. В работе [51] в предположении замагниченности электронной компоненты и квазистационарности распределения ионов в НЧ-возмущениях найден автомодельный закон самосжатия трехмерного сгустка плазменных колебаний, при котором продольный и поперечный размеры ячейки уменьшаются согласно соотношениям

$$L_{\parallel} \sim t_0 - t, \quad L_{\perp} \sim (t_0 - t)^{1/2}.$$

В таком распределении число квантов ВЧ-поля не сохраняется: $I = \int |\nabla\psi|^2 d\vec{r} \sim t_0 - t$, а диссипирующую к концу схлопывания энергию можно оценить из условия черенковского резонанса тепловых ионов с гармоникой поля, имеющей волновое число $k_{\perp} \sim 1/L_{\perp}$. В плазме с $T_e \sim T_i$ этот резонанс достигается при плотностях энергии колебаний $\frac{|\bar{E}|^2}{4\pi} \sim \frac{m}{\alpha M} \frac{\omega_{ne}^2}{\omega_{pe}^2} N T_e$, где численный коэффициент $\alpha = 3 \div 4$.

К сожалению, приведенные выше оценки и закономерности не могут считаться достоверными до тех пор, пока прост-

ранственная структура соответствующего автомодельного решения не будет построена хотя бы с помощью численного расчета.

Другой подход основан на использовании упрощенной двумерной модели, в которой ВЧ-потенциал предполагается зависящим от координат в форме

$$\psi = \Phi(r, t) e^{-im\theta} \quad (30)$$

(θ — угловая переменная) и, следовательно, возмущения концентрации плазмы имеют цилиндрическую симметрию:

$\delta N = \delta N(r)$. Динамика такого распределения вращающегося электрического поля была исследована в численном эксперименте [39] для случая локальной нелинейности $\left(\frac{\delta N}{N} \sim -i \frac{[\nabla\psi \times \nabla\psi^*]_z}{16\pi N(T_e + T_i)} \right)$, справедливого при относительно малых амплитудах

$$|\vec{E}|^2 \ll \frac{m}{M} \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{hi}^2} \right) 16\pi N(T_e + T_i). \quad (31)$$

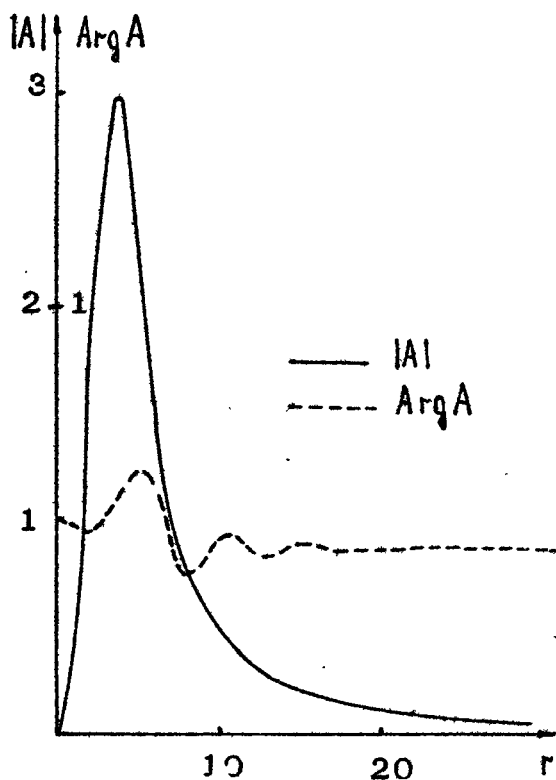
Проведенные расчеты убедительно продемонстрировали, что распределения с отрицательным гамильтонианом

$$H = \int \left(|\Delta\psi|^2 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{hi}^2} \frac{[\nabla\psi \times \nabla\psi^*]_z^2}{8\pi N(T_e + T_i) R^2} \right) d\vec{r}$$

самофокусируются, по крайней мере, до такого размера, при котором начинает нарушаться условие (5.31). В случае $H \approx 0$ (т.е. при меньших интенсивностях полей) можно построить локализованные стационарные структуры НГ-поля типа (30), устойчивость которых (в рамках той же двумерной модели) достигается введением в систему слабой неконсервативности, обеспечивающей приток энергии в область малых волновых чисел и диссипацию мелкомасштабных гармоник колебаний. Записанное в безразмерных переменных уравнение для амплитуды потенциала $\psi(r, \theta, t) = A(r) \exp(-iEt - im\theta)$ имеет следующий вид:

$$\Delta_r (\Delta_r A - EA + i\hat{\Gamma}(\Delta_r)A) + \frac{2m^2}{r} A \frac{d}{dr} \frac{1}{r} \frac{d|A|^2}{dr} = 0, \quad (32)$$

где $\Delta_r = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} - \frac{m^2}{r^2}$, $\hat{\Gamma}(\Delta_r)$ — действительный пространственный оператор, позволяющий учесть диссипативные свойства системы по соответствующему линейному приближению. Можно показать, что комплексная функция $\hat{A} = V(r) \exp[i\chi(r)]$, являясь решением уравнения (32), имеет при $r \rightarrow \infty$ не зависящую от вида $\hat{\Gamma}$ асимптотику $V(r) \sim 1/r^m$, $\chi(r) = \text{const}$, которая обеспечивает ограниченность числа квантов в рассматриваемом распределении. В области сильного поля ($V \sim 1$) производная $d\chi/dr$ отлична от нуля, т.е. существует конечный поток энергии плазменных волн в радиальном направлении, определяющий темп диссипации поля накачки в плазме. На рис. 14 представлена пространственная структура амплитуды $\hat{A}(r)$ и фазы $\chi(r)$



Р и с. 14. Распределение амплитуды и фазы комплексного поля \hat{A} в НГ-мультиполе

при введении модельной накачки $\hat{\Gamma} = 0,41\Delta_r - 0,5\Delta_r^3$
в мультипольное распределение потенциала НГ-волн с $m = 2$.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по нагреву плазмы не позволяют сделать однозначного вывода о достоверности рассматриваемой здесь модели поглощения ВЧ-энергии. Следует, однако, отметить, что результаты модельных экспериментов по взаимодействию интенсивных электромагнитных полей [52-53] и потоков заряженных частиц [54,46] с замагниченной плазмой убедительно свидетельствуют о возбуждении НГ-колебаний с пространственной структурой в виде набора мелкомасштабных сгустков сильного ВЧ-поля, скоррелированных с низкочастотными возмущениями плотности среды. Хотя степень соответствия обсуждаемых выше решений реальным распределениям полей вблизи НГ-резонанса оценить довольно сложно, ясно, что наблюдаемая картина указывает на адекватность описания данного процесса на языке сильной плазменной турбулентности. Можно надеяться, что такое описание окажется полезным и для существенно более мощных источников в термоядерных экспериментах по ВЧ-нагреву плазмы.

Л и т е р а т у р а

1. Голант В.Е., Пилия А.Д. - УФН, 1971, т.104, №3, с.413.
2. Суворов Е.В. - Изв.вузов. Радиофизика, 1983, т.26, №6, с.666.
3. Brambilla M. - In: 1st Varenna-Grenoble Symp., 1978, v.2, p.251.
4. Аликаев В.В. Сер.Физика плазмы, 1981, т.1, ч.2, с.80.
5. Porkolab M. - Phys.Fluids, 1974, v.17, N7, p.1432.
6. Chou Y. and Tsai Sh. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.213.
7. Некрасов А.К., Петвиашвили В.И. - ЖЭТФ, 1979, т.77, №2, с.605.
8. Некрасов А.К., Петвиашвили В.И. - Физика плазмы, 1981, т.7, №5, с.1145.
9. Brambilla M. - Nucl. Fusion, 1976, v.16, N1, p.47.

10. Литвак А.Г. - Изв.вузов. Радиофизика, 1965, т.8, №6, с.1148.
11. Литвак А.Г. - Изв.вузов. Радиофизика, 1966, т.9, №3, с.629.
12. Morales G.J. - Phys.Fluids, 1977, v.20, N7, p.1164.
13. Pereira N.R., Sen A. and Bers A. - Phys. Fluids, 1978, v.21, N1, p.117.
14. Chan V.S. and Chiu S.C. - Phys.Fluids, 1979, v.22, N9, p.1724.
15. Karney C.F.F. - Phys.Fluids, 1981, v.24, N1, p.127.
16. Krapchev V.B., Theilhaber K.S., Ko K.C. and Bers A. - Phys.Rev.Lett., 1981, v.46, N21, p.1398.
17. Klima R., Pankratov I.M., Pavlo P., Petržilka V.A. - Czech.J.Phys., 1983, v.B33, N3, p.275.
18. Petržilka V.A., Klima R., Pavlo P. - Czech. J.Phys., 1983, v.B33, N9, p.1002.
19. Schuss J.J., Fairfax S., Kusse B. e.a. - Phys.Rev.Lett., 1979, v.43, N4, p.274.
20. Porkolab M., Schuss J., Takase Y. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.355.
21. PETULA Group. Four waveguides grill experiment in PETULA. - Ibid, p.343.
22. Motley R.W., Hooke W.M. and Gwinn C.R. - Phys.Lett., 1980, v.77A, N6, p.451; Wilson J.R. and Wong K.L. - Phys.Fluids, 1982, v.25, N4, p.675.
23. Bellan P.M., Porkolab M. - Phys.Fluids, 1974, v.17, N8, p.1592.
24. Галушко Н.П., Ерохин Н.С., Моисеев С.С. - ЖЭТФ, 1975, т.69, №1, с.142.
25. Morales C.J. and Lee Y.C. - Phys.Rev. Lett., 1975, v.35, N14, p.930.
26. Hirota R. - J.Math.Phys., 1973, v.14, N7, p.805.
27. Козырев А.Н., Пилия А.Д., Федоров В.И. - Физика плазмы, 1979, т.5, №7, с.322.
28. Литвак А.Г., Сергеев А.М., Шахова Н.А. - Письма в ЖТФ, 1979, т.5, №2, с.86.

29. Литвак А.Г., Петрова Т.А., Сергеев А.М., Юнаковский А.Д. - Физика плазмы, 1983, т.9, №3, с.495.
30. Литвак А.Г., Сергеев А.М. - Тез.докл.Всесоюз.конф. по взаимодействию электромагнитных волн с плазмой. Душанбе, 1979, с.111.
31. Colestock R.L. and Getty W.D. - Phys. Fluids, 1976, v.19, N8, p.1229.
32. Wang W.S. and Kuehl H.H. - Phys. Fluids, 1979, v.22, N9, p.1707.
33. Wilson J.R. and Wong K.L. - Phys. Fluids, 1980, v.23, N3, p.556.
34. Марков Г.А., Миронов В.А., Сергеев А.М. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, №11, с.672.
35. Марков Г.А., Мирон в В.А., Савин В.Г., Сергеев А.М. - Физика плазмы, 1980, т.6, №3, с.670.
36. Бондаренко Н.Г., Таланов В.И. - Изв.вузов. Радиофизика, 1964, т.7, №2, с.313.
37. Литвак А.Г. - В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып.10. М.: Атомиздат, 1980, с.164.
38. Литвак А.Г., Шахова Н.А. - Физика плазмы, 1979, т.5, №3, с.474.
39. Мушер С.Л., Стурман Б.И. - Письма в ЖЭТФ, 1975, т.22, №11, с.537.
40. Stix T.H. - Phys.Rev.Lett., 1965, v.15, N23, p.878.
41. Андреев Н.Е., Сергеев А.М., Стенчиков Г.Л. - Физика плазмы, 1984, т.10, №2, с.320.
42. Lin A.T. and Lin C.-C. - Phys.Rev.Lett., 1981, v.47, N2, p.98.
43. Lin A.T., Lin C.-C. and Dawson J.M. - Phys.Fluids, 1982, v.25, N4, p.646.
44. Бережiani В.И. - Физика плазмы, 1981, т.7, №3, с.668.
45. Кольчугина И.А., Литвак А.Г., Сергеев А.М. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, №12, с.510.
46. Christiansen P.J., Jain V.K. and Stenflo L. - Phys.Rev.Lett., 1981, v.46, N20, p.1333.
47. Litvak A.G., Petrukhina V.I., Sergeev A.M. and Zhislin G.M. - Phys.Lett., 1983, v.94A, N2, p.85.
48. Porkolab M. and Goldman M.V. - Phys. Fluids, 1976, v.19, N6, p.872.

49. Колоколов А.А. - Изв.вузов. Радиофизика, 1974, т.17, №9, с.1332.
50. Литвак А.Г., Сергеев А.М. - Письма в ЖЭТФ, 1978, т.27, №10, с.549.
51. Сотников В.И., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. - Физика плазмы, 1978, т.4, №2, с.450.
52. Stenzel R.L. and Gekelman W. - Phys. Fluids, 1977, v.20, N1, p.108.
53. Громов С.Н., Пасечник Л.Л., Семенюк В.Ф. - Письма в ЖЭТФ, 1976, т.23, №9, с.509.
54. Антипов С.В., Незлин М.В., Трубников А.С. - ЖЭТФ, 1980, т.78, №5, с.1743.

О ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЫ В ТОРОИДАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЧАСТОТАХ, БЛИЗКИХ К ГАРМОНИКАМ ЭЛЕКТРОННОЙ ГИРОЧАСТОТЫ

Е.В.Суворов, А.А.Фрайман

Сверхвысокочастотные методы диагностики плазмы в тороидальных системах, основанные на измерении собственного и рассеянного плазмой зондирующего излучения, широко используются в настоящее время. Они позволяют определять профиль электронной температуры и концентрации плазмы, характерные масштабы и частоты различных происходящих в ней волновых процессов [1-4].

В настоящей статье мы ограничимся изложением сравнительно узкого круга вопросов, касающихся СВЧ-диагностики плазмы в тороидальных системах, основанной на излучении и поглощении электромагнитных волн на гармониках электронной гирочастоты.

1. ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРАХ НА ВТОРОЙ ЦИКЛОТРОННОЙ ГАРМОНИКЕ

Определение оптической толщины плазмы в тороидальных системах на циклотронных гармониках важно как для оценки эффективности электронного циклотронного нагрева [5], так и для восстановления профиля электронной температуры по частотной зависимости интенсивности циклотронного излу-

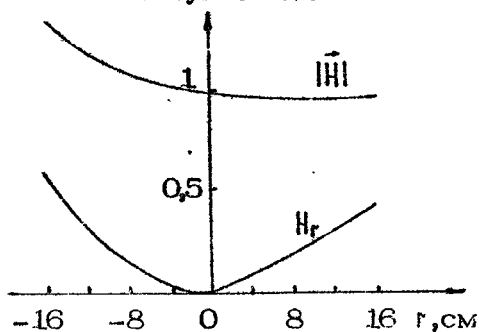
ния из плазмы [1,4]. Кроме того, измерения оптической толщины могут также дать информацию о параметрах плазмы; в частности, для обыкновенной волны на первой гармонике и необыкновенной волны на второй гармонике оптическая толщина пропорциональна электронному давлению [5]. Наиболее простым и естественным способом экспериментального определения оптической толщины плазмы для нормальных волн является просвечивание ее СВЧ-излучением малой мощности и измерение ослабления прошедшего сигнала.

В экспериментах такого рода, проведенных на стеллараторе С [6], токамаках TER и PLT [7], стеллараторе W-VII-A [8] было отмечено хорошее согласие измеренной оптической толщины с расчетной за исключением аномально низкой прозрачности плазмы для обыкновенной волны на второй гармонике, обнаруженной в экспериментах на стеллараторе W-VII-A. Возможное теоретическое объяснение этого эффекта предложено в статье [9]. Суть явления состоит в следующем. В стеллараторах, в отличие от токамаков, существует радиальная компонента магнитного поля, достигающая своего максимального значения в районе диагностических окон камеры, расположенных в промежутках между винтовыми обмотками. В качестве примера на рис. 1 приведено распределение модуля магнитного поля $|\mathbf{H}|$ и его радиальной компоненты H_r для стелларатора Л-2 вдоль горизонтальной линии, соединяющей центры двух взаимно прогнвоположных окон камеры. Вблизи стенки ($r = 17,5$ см) радиальная компонента составляет примерно 50% от полного магнитного поля. В таких условиях нормальные волны, распространяющиеся поперек плазменного шнура от одного диагностического окна до другого, имеют на границе плазмы заметную проекцию волнового вектора на внешнее магнитное поле, и следовательно поляризованы эллиптически. Отношение полуосей эллипса поляризации в каждой нормальной волне в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, определяется коэффициентами поляризации $K_{e,0}$ [10]:

$$\frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}} = iK_{e,0} = i \frac{2\sqrt{\mu} (1-\nu) \cos \alpha}{\mu \sin^2 \alpha \pm \sqrt{\mu^2 \sin^4 \alpha + 4\mu (1-\nu)^2 \cos^2 \alpha}} \quad (1)$$

Здесь через E_{\parallel} и E_{\perp} обозначены параллельная и перпендикулярная тороидальному магнитному полю проекции на картинную плоскость вектора напряженности электрического по-

ля волны; $\dot{\omega} = \omega_H^2 / \omega^2$ – квадрат отношения гирочастоты электронов к частоте волны; $\nu = \omega_p^2 / \omega^2$ – квадрат отношения ленгмюровской частоты электронов к частоте волны; α – угол между направлением распространения волны и магнитным полем ловушки; индексы \mathcal{E} и \mathcal{O} означают тип волны: \mathcal{E} – необыкновенная волна (знак + перед квадратным корнем), \mathcal{O} – обыкновенная волна (знак – перед квадратным корнем). Поскольку $K_{\mathcal{E}} K_{\mathcal{O}} = -1$, то в дальнейшем будем использовать только коэффициент поляризации необыкновенной волны $K_{\mathcal{E}}$, обозначая его буквой K .



Р и с. 1. Распределение модуля магнитного поля $|\vec{H}|$ и его радиальной компоненты H_r для стелларатора Л-2

Падающая на плазменный шнур линейно поляризованная волна при наличии радиальной компоненты магнитного поля возбуждает две когерентные нормальные волны, причем амплитуды их определяются коэффициентами поляризации нормальных волн (1) в месте их возбуждения (в области так называемой предельной поляризации $[10, 11]$).

Поскольку параметры плазмы и магнитного поля в большинстве существующих стеллараторов в масштабе используемых длин волн являются плавными функциями координат^{*)}, то распространение волн с достаточной точностью можно опи-

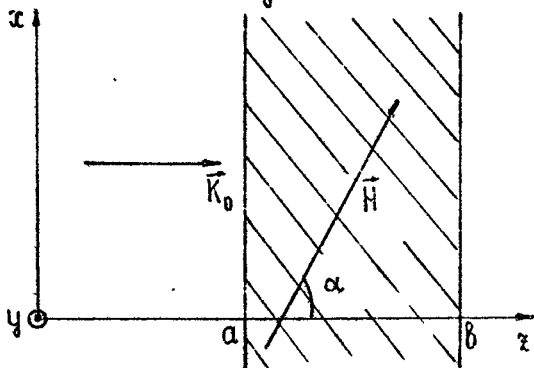
*) Масштаб изменения параметров плазмы и магнитного поля, определяемый малым радиусом камеры стелларатора, обычно больше или порядка 10 см, а длины волн, соответствующие второй гармонике гирочастоты электронов, – несколько миллиметров.

сывать в приближении геометрической оптики. Будем пренебрегать также отражением волн на границе плазмы (считая там $\mathcal{V} \ll 1$) и считать отсутствующим шир магнитного поля^{*)}. Рассмотрение проведем на модели нормального паде-ния излучения на плоский плазменный слой, что не очень существенно при условии, что лучевые траектории обыкновенной и необыкновенной волн близки друг к другу.

Итак, пусть на плоский плазменный слой (рис.2) падает электромагнитная волна, электрическое поле в которой на входе в слой меняется по закону:

$$\vec{E} = E_0 e^{i\omega t} (\vec{x}_0 \beta e^{i\psi} + \vec{y}_0), \quad (2)$$

где \vec{x}_0, \vec{y}_0 - орты осей x и y .



Р и с. 2. Схема зондирования плоского плазмен-ного слоя электромагнитным излучением с задан-ной поляризацией

При разных значениях параметров β и ψ выражение (2) определяет эллиптически поляризованное излучение с произ-вольным соотношением полуосей эллипса при произвольной ориентации его. В приближении геометрической оптики не-трудно записать выражения для x - и y -компонент элек-трического поля на выходе из слоя, [10-12], а с их помо-

*) Легко провести аналогичное рассмотрение и при нали-чии шира магнитного поля, однако в существующих тороидаль-ных системах эффекты, обусловленные широм, связанным с полоидальной компонентой магнитного поля, как правило, зна-чительно меньше обсуждаемых здесь.

цью получить формулы для всех параметров Стокса, полностью определяющих поляризацию и интенсивность проходящего излучения. Приведем здесь выражения для интенсивностей двух линейно поляризованных компонент прошедшего сигнала $I_x = E_x E_x^*$ и $I_y = E_y E_y^*$, а также для суммарной интенсивности $I = I_x + I_y$, которые обычно измеряются в эксперименте, для некоторых частных случаев поляризаций падающей волны:

а) линейно поляризованная по y волна ($\beta = 0$)

$$\frac{I_x}{I_0} = \frac{e^{-\tau_0} K_a^2 + e^{-\tau_e} K_b^2 - 2 K_a K_b e^{-\frac{\tau_0 + \tau_e}{2}} \cos(\varphi_e - \varphi_0)}{(1 + K_a^2)(1 + K_b^2)},$$

$$\frac{I_y}{I_0} = \frac{e^{-\tau_0} K_a^2 K_b^2 + e^{-\tau_e} + 2 K_a K_b e^{-\frac{\tau_0 + \tau_e}{2}} \cos(\varphi_e - \varphi_0)}{(1 + K_a^2)(1 + K_b^2)},$$

$$\frac{I}{I_0} = \frac{K_a^2 e^{-\tau_0} + e^{-\tau_e}}{1 + K_a^2}; \quad (3)$$

б) линейно поляризованная по x волна ($\beta \rightarrow \infty$)

$$\frac{I_x}{I_0} = \frac{e^{-\tau_0} + K_a^2 K_b^2 e^{-\tau_e} + 2 K_a K_b e^{-\frac{\tau_0 + \tau_e}{2}} \cos(\varphi_e - \varphi_0)}{(1 + K_a^2)(1 + K_b^2)},$$

$$\frac{I_y}{I_0} = \frac{K_b^2 e^{-\tau_0} + K_a^2 e^{-\tau_e} - 2 K_a K_b e^{-\frac{\tau_0 + \tau_e}{2}} \cos(\varphi_e - \varphi_0)}{(1 + K_a^2)(1 + K_b^2)},$$

$$\frac{I}{I_0} = \frac{e^{-\tau_0} + K_a^2 e^{-\tau_e}}{1 + K_a^2}; \quad (4)$$

в) линейно поляризованная под углом 45° к осям x и y волна ($\beta=1, \varphi=0$)

$$\frac{I_x}{I_0} = \frac{e^{-\tau_0} + K_B^2 e^{-\tau_e} + 2K_B e^{-\frac{\tau_0 + \tau_e}{2}} \sin(\varphi_e - \varphi_0)}{2(1+K_B^2)},$$

$$\frac{I_y}{I_0} = \frac{K_B^2 e^{-\tau_0} + e^{-\tau_e} - 2K_B e^{-\frac{\tau_0 + \tau_e}{2}} \sin(\varphi_e - \varphi_0)}{2(1+K_B^2)},$$

$$\frac{I}{I_0} = \frac{e^{-\tau_0} + e^{-\tau_e}}{2}; \quad (5)$$

г) эллиптически поляризованная необыкновенная волна ($\beta=K_a, \varphi=\pi/2$)

$$\frac{I_x}{I_0} = \frac{K_B^2}{1+K_B^2} e^{-\tau_e}, \quad \frac{I_y}{I_0} = \frac{1}{1+K_B^2} e^{-\tau_e}, \quad \frac{I}{I_0} = e^{-\tau_e}; \quad (6)$$

д) эллиптически поляризованная обыкновенная волна ($\beta=-1/K_a, \varphi=\pi/2$)

$$\frac{I_x}{I_0} = \frac{1}{1+K_B^2} e^{-\tau_0}, \quad \frac{I_y}{I_0} = \frac{K_B^2}{1+K_B^2} e^{-\tau_0}, \quad \frac{I}{I_0} = e^{-\tau_0}. \quad (7)$$

В формулах (3)–(7) введены следующие обозначения:

$K_{a,B}$ – значение коэффициента поляризации необыкновенной волны на входе (K_a) и на выходе (K_B) из слоя плазмы;

$\varphi_{0e} = \frac{\omega}{c} \int_a^b n_{0,e} dz$ – набег фаз нормальных волн при

распространении в плазменном слое (0 – обыкновенная волна, e – необыкновенная, $n_{0,e}$ – показатели преломления маг-

нитоактивной плазмы для нормальных волн); $\tau_{0,e} = \int_a^b \mu_{0,e} dz$ –

оптические толщины слоя для нормальных волн ($\mu_{0,e}$ – коэффициенты поглощения); $I_0 = E_0^2 (1 + |\beta|^2)$ – интенсивность падающего на слой излучения.

Из выражений (3)–(5) следует, что при облучении плазменного шнура в стеллараторе линейно поляризованным излучением на выходе в общем случае присутствуют обе компоненты: I_x и I_y . Соотношение между ними определяется спецификой возбуждения, распространения и поглощения нормальных волн в плазме. Существенное влияние на поляризационные характеристики выходящего излучения оказывает эффект Фарадея. Γ зависимости от величины разности набегов фаз нормальных волн $(\varphi_e - \varphi_0)$ компоненты интенсивности I_x и I_y осциллируют в противофазе между максимальным и минимальным значением. Суммарная интенсивность I от разности фазовых набегов не зависит, а определяется коэффициентом поляризации необыкновенной волны на входе в плазму K_a и оптическими толщинами шнура. При использовании в качестве зондирующего сигнала линейно поляризованной под углом 45° к осям x и y волны, обеспечивающей возбуждение обеих нормальных волн плазмы с одинаковыми амплитудами, суммарная интенсивность не зависит и от коэффициента K_a .

Осциллирующий характер зависимости интенсивности любой линейно поляризованной компоненты прошедшего сигнала от разности набегов фаз $\Delta\varphi = \varphi_e - \varphi_0$ может быть выявлен при экспериментальном исследовании характеристик прошедшего через плазму излучения в зависимости от частоты зондирующего сигнала. Для стационарных систем единственным способом измерения такой частотной зависимости является использование аппаратуры, работающей на многих частотах. Однако в реально существующих импульсных установках, где параметры плазмы меняются во времени, те же измерения могут быть проведены на фиксированной частоте.

При использовании изложенной выше теории для интерпретации конкретных экспериментов следует иметь в виду, что геометрическая оптика для нормальных волн в магнитоактивной плазме нарушается в области малой плотности, где встает хорошо известная проблема предельной поляризации [10, 11]. Грубо говоря, эффект предельной поляризации состоит в том, что при распространении излучения в магнитоактивной плазме в направлении плавно убывающей электронной концентрации его поляризация до некоторой переходной области меняется в соответствии с геометрической оптикой для нормальных волн магнитоактивной плазмы, а после про-

хождения этой области поляризации излучения перестает меняться. Для оценок будем считать, что при входе излучения из вакуума в плотную магнитоактивную плазму расщепление на нормальные волны происходит там, где разность набегов фаз, сосчитанная в приближении геометрической оптики, становится порядка единицы *):

$$\varphi_0 - \varphi_e = \frac{\omega}{c} \int_{-\infty}^{x_{\text{ПРЕД}}} (n_e - n_0) dz \approx 1. \quad (8)$$

Считая, что в области предельной поляризации плазма сильно разрежена ($v \ll 1$), выражение (8) можно переписать в виде

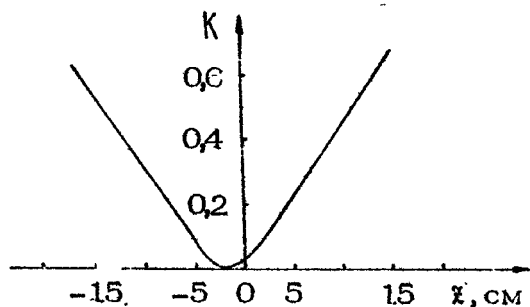
$$\varphi_0 - \varphi_e = \frac{\omega}{c} \int_{-\infty}^{x_{\text{ПРЕД}}} \frac{v \sqrt{u} \cos \alpha}{1-u} \sqrt{1 + \frac{u \sin^4 \alpha}{4 \cos^2 \alpha}} dz = 1. \quad (9)$$

Здесь все величины, кроме v , являются для данной установки известными функциями координаты z , так что если в эксперименте определять местоположение области предельной поляризации $x_{\text{ПРЕД}}$, то отсюда можно пытаться извлечь информацию о распределении электронной плотности $v(z)$.

Прежде чем переходить к изложению методики измерения оптической толщины плазмы в стеллараторах на второй циклотронной гармонике, сделаем два упрощающих предположения. Во-первых, поскольку для всех существующих стеллараторов оптическая толщина плазмы на второй гармонике для обыкновенной волны пренебрежимо мала, в формулах (3)–(7) положим $\varphi_0 = 0$. Во-вторых, предположим равенство модулей коэффициентов поляризации необыкновенной волны на входе и на выходе из плазмы $|K_a| = |K_b| = K$. Основанием для этого служит примерная симметрия распределения электронной плотности плазмы и модуля коэффициента поляризации K вдоль горизонтальной линии, соединяющей диагностические

*) Именно в этой точке будем брать значения коэффициентов поляризации необыкновенной волны на входе в плазму (K_a) и на выходе из нее (K_b) в формулах (3)–(7). Более детальное исследование проблемы предельной поляризации приведено в обзорной статье [13].

патрубки. (Радиальное распределение K , рассчитанное для реального распределения магнитного поля в стеллараторе Л-2, приведено на рис.3).



Р и с. 3. Радиальное распределение модуля коэффициента поляризации K для стелларатора Л-2

Изложенная выше теория вместе со сделанными предположениями позволяет предложить следующую методику измерения оптической толщины плазмы в стеллараторах на второй циклотронной гармонике.

Если пользоваться линейно поляризованной вдоль оси z или y зондирующей волной, то стическую толщину плазмы τ_e можно определить по амплитуде осциллирующей интенсивности принимаемой линейно поляризованной компоненты сигнала I_x или I_y , причем необходимо принимать поляризацию, ортогональную падающей. Оптическая толщина τ_e находится из выражения (см. (3)–(4))

$$\frac{I_{\min}}{I_{\max}} = \left(\frac{1 - e^{-\tau_e/2}}{1 + e^{-\tau_e/2}} \right)^2, \quad (10)$$

если считать, что за время изменения фазы на π коэффициент предельной поляризации K практически не меняется. Значение коэффициента предельной поляризации K можно определить из аналогичных осциллограмм при параллельной ориентации вектора \vec{E} зондирующего и принимаемого сигналов, снятых в нерезонансном режиме, когда поглощения энергии не происходит. При этом (см. (3)–(4))

$$\frac{I_{\min}}{I_{\max}} = \left(\frac{1 - K^2}{1 + K^2} \right)^2. \quad (11)$$

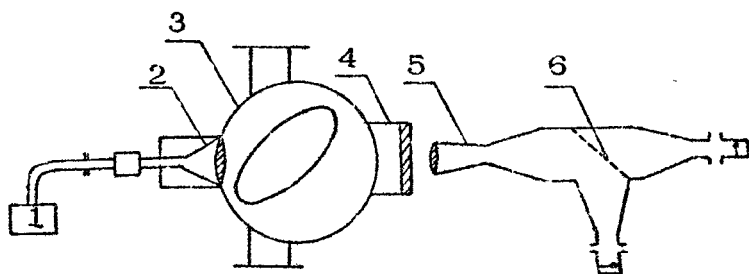
Определенные по формуле (11) значения $K(t)$ можно сравнить с расчетным графиком рис.3 и определить временное смещение областей предельной поляризации. Зная величину K , значения τ_e можно найти из осциллограммы суммарной интенсивности $I = I_x + I_y$. Использование линейно поляризованной под углом 45° к осям x и y волны позволяет полностью исключить влияние изменения K на измеряемую оптическую толщину*). По суммарной интенсивности принятого сигнала можно найти τ_e по формуле

$$\tau_e = -\rho_n \left(2 \frac{I}{I_0} - 1 \right). \quad (12)$$

Измеряя суммарную интенсивность прошедшего сигнала, оптическую толщину можно определить также при зондировании плазмы эллиптически поляризованным излучением, возбуждающим одну лишь необыкновенную волну, см. (6). Здесь, однако, помимо преодоления трудности получения зондирующего излучения с заданной эллиптической поляризацией, необходимо также знание коэффициента K_n в области предельной поляризации на входе в плазму.

Для проверки развитых теоретических представлений на стеллараторе Л-2 были проведены детальные исследования прохождения линейно поляризованного излучения через плазменный шнур [12,14]. Схема эксперимента приведена на рис.4. В этих экспериментах стелларатор работал при напряженности магнитного поля в центре камеры $H_0 = 11-14$ кЭ, средней по лучу плотности электронов $\bar{n}_e = 5 \cdot 10^{12} - 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и средней электронной температуре $T_e = 200-600$ эВ. На рис.5-6 сплошными линиями показаны типичные осциллограммы интенсивности проходящего через плазму излучения в нерезонансном случае, т.е. когда в плазме нигде не выполнялось условие $\omega = 2\omega_{ne}$. На рис.5 кривые соответствуют облучению плазмы линейно поляризованной по x , либо по y волной. Ориентация приемной и передающей антенн обозначена в подписях к кривым. Например, $x \rightarrow y$ означает, что передающая антенна излучает x -поляризацию, а приемная система анализирует на выходе интенсивность y -поляризации.

*) Такой способ измерения оптической толщины применим и в системах со стационарными параметрами,

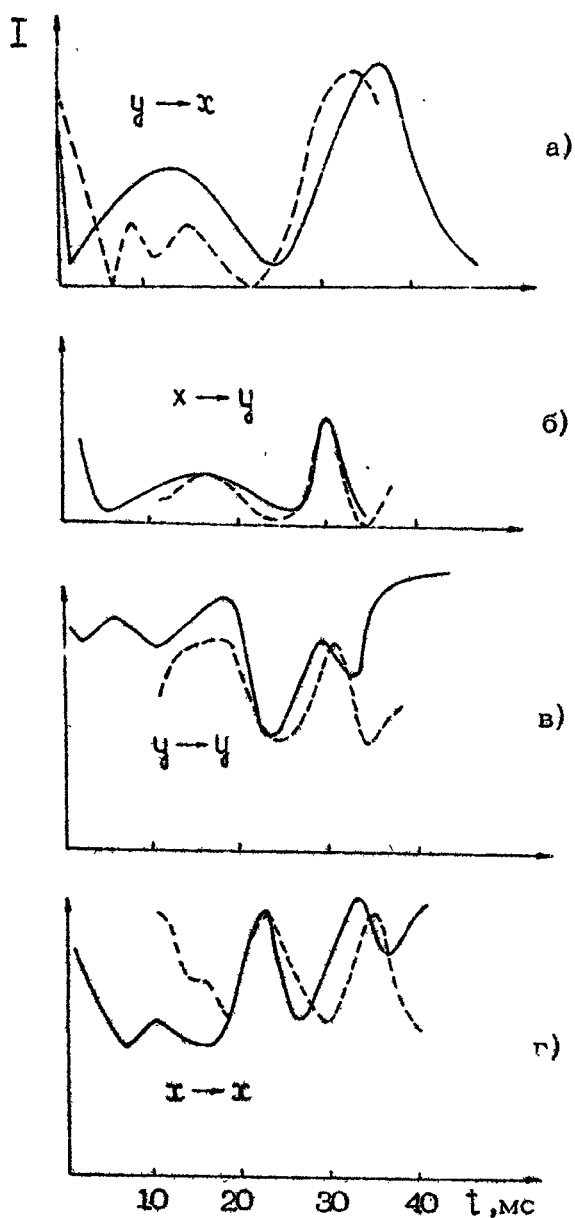


Р и с. 4. Схема эксперимента: 1 - генератор зондирующего сигнала; 2 - передающая антенна; 3 - камера стелларатора; 4 - диагностический патрубок камеры; 5 - приемная антенна; 6 - зеркало, разделяющее излучение со взаимно ортогональными поляризациями

Осциллограммы рис.6 соответствуют облучению плазмы волной, вектор \vec{E} в которой составляет угол 45° с осями T и ψ . Верхняя кривая показывает изменение интенсивности I_T , нижняя - I_ψ на выходе из плазмы. На обеих осциллограммах ясно видны осцилляции интенсивности проходящего сигнала. Отчетливо прослеживается противофазность осцилляций в T - и ψ -компонентах. При взаимно ортогональной ориентации приемной и передающей антенн в проходящем сигнале наблюдаются глубокие (практически до нуля) минимумы, при параллельной ориентации антенн минимальное значение сигнала заметно отлично от нуля^{*)}.

На рис.7 приведены осциллограммы интенсивности принятого сигнала, полученные в режимах с резонансным ($\omega = 2\omega_{ne}$) значением магнитного поля в камере. На рис.8 показана осциллограмма суммарной интенсивности I , полученная при облучении плазмы ψ -поляризованной волной для резонансного (1) и нерезонансного (2) значений магнитного поля. Там же приведена осциллограмма средней плотности

^{*)} Это обстоятельство служит экспериментальным подтверждением справедливости сделанного предположения о равенстве модулей коэффициентов поляризации необыкновенной волны на входе и на выходе из плазмы $|K_a| = |K_g| = K$, поскольку из теории следует, что для случая ортогональной ориентации антенны (см. (3)-(4)) минимальный уровень сигнала пропорционален разности $|K_a| - |K_g|$.

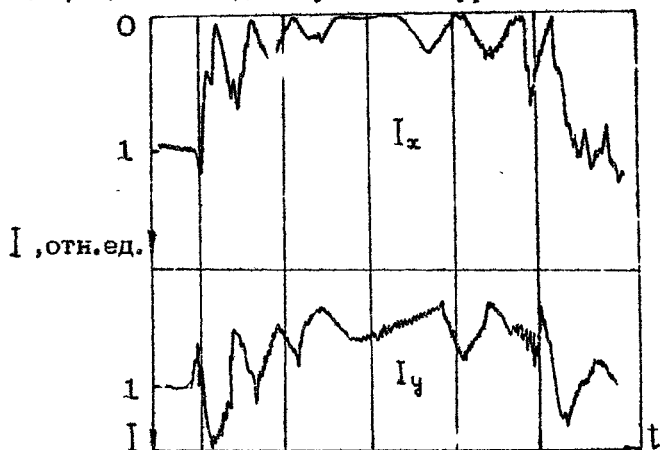


Р и с. 5. Осциллограммы интенсивностей принятого сигнала в нерезонансном случае при облучении волной, поляризованной по x или y

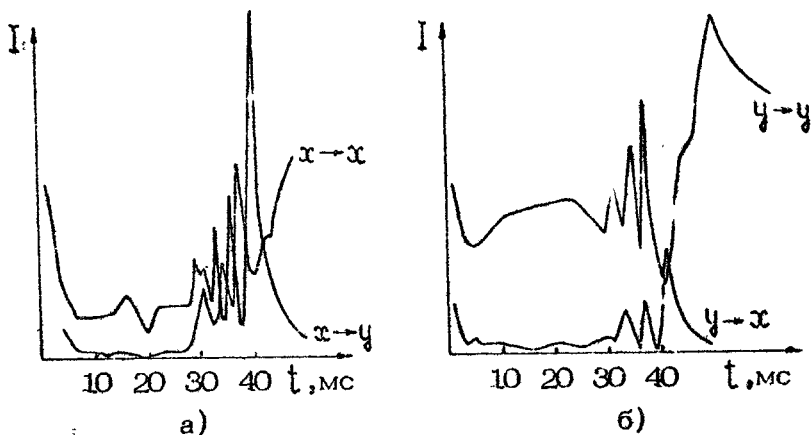
электронов, полученная из независимых интерферометрических измерений.

Отметим характерные особенности осциллограмм рис.7:

а) имеются участки, на которых практически отсутствуют осцилляции интенсивности проходящих сигналов, а уровень интенсивности их низок; б) уровень прошедшего сигнала на этих гладких участках в ψ -поляризации (соответствующей преимущественно обыкновенной волне) выше, чем в τ -поляризации; в) на гладких участках уровни сигнала в τ - и ψ -

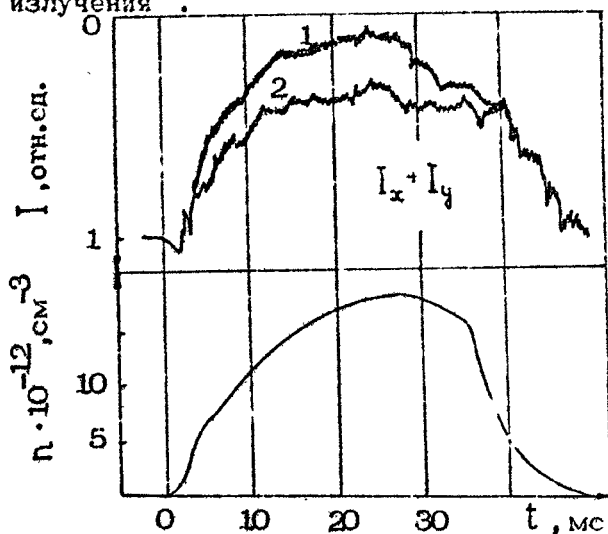


Р и с. 6. Осциллограммы интенсивностей принятого сигнала в нерезонансном случае при облучении волной, поляризованной под углом 45° к осям τ и ψ



Р и с. 7. Осциллограммы интенсивностей принятого сигнала в резонансном случае

поляризациях выше при падении на плазму ψ -поляризованного излучения (соответствующего преимущественному возбуждению обихновенной волны); г) на тех участках кривых, где имеются осцилляции, максимумы интенсивности прошедшей ψ -поляризации совпадают по времени с минимумами в ψ -поляризации и наоборот. Из особенностей кривых рис.8 можно отметить резкую разницу в уровнях прошедшего сигнала в резонансном и нерезонансном случае. Некоторое уменьшение суммарной интенсивности с ростом плотности плазмы в нерезонансном случае (кривая 2) связано, по-видимому, с рефракцией излучения *).



Р и с. 8. Осциллограмма суммарной интенсивности при облучении плазмы ψ -поляризованной волной: 1 - резонансное магнитное поле; 2 - нерезонансное магнитное поле; внизу - осциллограмма средней плотности электронов

Осциллирующий характер первой группы экспериментальных кривых (см. рис.5-6), соответствующих нерезонансному значению магнитного поля, хорошо укладывается в представ-

* Основной эффект рефракции состоит не в увеличении расходимости лучевых трубок, а в смещении как целого пучка зондирующего излучения, поскольку плазменный шнур в плоскости диагностических окон имеет эллиптическое сечение, причем главные оси эллипса наклонены под углом 45° к линии зондирования.

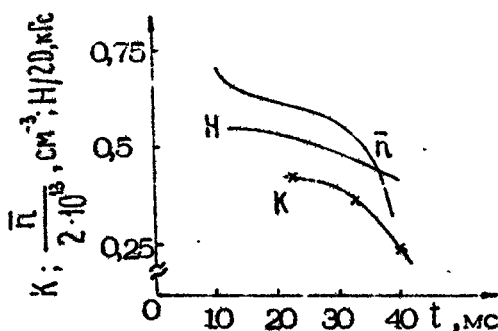
ление о наличии эффекта Фарадея при распространении излучения через плазму. На рис.5 пунктиром нанесены кривые, рассчитанные по формулам (3)-(4) (с учетом $|K_a|=|K_b|=K$). Входящая в них разность фаз вычислялась как функция времени в соответствии с измеренными временными зависимостями интегральной плотности плазмы и магнитного поля в центре камеры, выдаваемыми диагностическим комплексом стелларатора Л-2*), а величина K была взята постоянной. Положения минимумов и максимумов на рассчитанных и экспериментальных кривых совпадают с довольно хорошей точностью. Отсутствие более детального соответствия обусловлено, по-видимому, перемещением со временем области предельной поляризации и изменением коэффициента K , что не учитывалось при построении теоретических кривых.

Основные особенности поведения кривых второй группы осциллограмм (см. рис.7) можно понять, если предположить, что гладкие участки с низким уровнем прошедшего сигнала в обеих поляризациях соответствуют практически полному поглощению необыкновенной волны. В этом случае на выходе имеется только обыкновенная волна, чем объясняется отсутствие осцилляций интенсивности в T - и U -поляризациях. Поскольку эллипс поляризации обыкновенной волны вытянут вдоль оси U , ясно, что в прошедшем сигнале интенсивность в U -поляризации выше. Более высокий уровень прошедшего сигнала в обеих поляризациях при зондировании плазмы излучением, поляризованным по оси U , объясняется более эффективным возбуждением обыкновенной волны, чем в случае падения на плазму излучения, поляризованного вдоль оси T . Появление осцилляций выходных сигналов на рис.7 совпадает по времени с уменьшением оптической толщины плазмы для необыкновенной волны в связи с перемещением резонансной области к периферии плазменного шнура из-за изменения магнитного поля.

Обработка приведенных экспериментальных кривых в соответствии с изложенной выше методикой дает следующие результаты.

*) При расчете $\psi_e - \psi_0$ предполагался параболический закон распределения плотности плазмы с нулем на сепаратриесе, и также учитывалось тороидальное магнитное поле и первые три винтовые гармоники магнитного поля.

Изменение коэффициента поляризации K в области предельной поляризации, найденное из выражения (11) по осциллограмме рис. 5.г, приведено на рис. 9; там же приведены графики изменения со временем средней вдоль луча зрения плотности плазмы и магнитного поля в центре камеры, полученные из независимых измерений. Сопоставляя рис. 9 и рис. 3, можно заключить, что с уменьшением средней плотности плазмы от $1,2 \cdot 10^{13}$ до $6 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ области предельной поляризации перемещаются от точек $r_1 = -13$ см, $r_2 = 10$ см, примерно соответствующих положению сепаратрисы^{*)}, в глубь плазменного шнура к точкам $r_1 = -9$ см, $r_2 = 6$ см. Найденное таким образом значение координаты области предельной поляризации $z_{\text{прег}}$ не противоречит соотношению (9), если считать, как это было сделано выше, что плотность плазмы имеет внутри сепаратрисы параболическое распределение.



Р и с. 9. Временной ход концентрации (\bar{n}), магнитного поля (H) в центре камеры и экспериментально определенного коэффициента поляризации (K) в области предельной поляризации

Обработка осциллограммы рис. 7,а по формуле (10) дает монотонное уменьшение оптической толщины от $\tau_e \approx 3$ до $\tau_e \approx 1,2$ в интервале времени от 30 до 40 мс. Найденные значения представляются вполне разумными для режимов с высокой плотностью плазмы. Аналогичная обработка осциллограмм $\psi \rightarrow t$ на рис. 7,б приводит к менее определенным результатам из-за низкого уровня минимальных значений выходного сигнала. Возможным источником ошибки при опреде-

^{*)} В стеллараторе Л-2 сепаратриса и плазменный шнур смещены от центра камеры в направлении отрицательных r примерно на 1,5 см.

лении τ_e таким способом может служить различие коэффициентов поляризации $\Delta K = |K_{\parallel}| - |K_{\perp}|$ на выходе из плазмы. Например, при $\Delta K \ll K$ для τ_e будем иметь

$$\tau_e = 2 \ln \frac{1 + \sqrt{I_{\min} / I_{\max}}}{1 + \frac{\Delta K}{K} - \sqrt{I_{\min} / I_{\max}}}$$

Значение оптической толщины τ_e можно найти также сравнивая суммарные интенсивности прошедшего сигнала в резонансном (рис.8, кривая 1) и нерезонансном (кривая 2) случаях. Если взять $K = 0,4$, что следует из осциллограмм рис.7 и согласуется с данными рис.9, то из выражения (3) получим значение $\tau_e \approx 1,2$. Отметим хорошее соответствие с предыдущим значением τ_e , поскольку в этих экспериментах средняя плотность электронов \bar{n}_e была несколько ниже. Можно показать [12], что неточность в определении K порядка 10% приводит к погрешности нахождения τ_e для $\tau_e \leq 2$ также порядка 10%.

Описанный здесь подход позволяет получать информацию о радиальном распределении электронной концентрации n_e или электронной температуры T_e (распределение одной из этих двух величин должно быть известно). Если определить зависимость оптической толщины от координаты резонансной области, как это сделано в работе [12], то, пользуясь тем обстоятельством, что $\tau_e \sim n_e T_e$, можно построить профиль n_e или T_e . Полученные таким образом в [12] значения n_e оказались примерно на 30% ниже даваемых интерферометрическими измерениями.

Проведенные исследования показали возможность измерения оптической толщины плазмы при зондировании высокочастотной волной ($\omega \approx 2\omega_{HE}$) в сложной геометрии магнитного поля стелларатора. Измерение полной интенсивности прошедшего сигнала дает возможность исключить влияние поворота плоскости поляризации (эффект Фарадея) на методику измерения, а применение специально выбранной поляризации (линейная поляризация под углом 45° к осям x и y) освобождает от необходимости определения коэффициента на входе в плазму. Точность определения τ_e сильно зависит от точности измерения амплитуд. При этом ошибки велики как в области малых ($\tau \ll 1$), так и в области больших ($\tau \gg 1$) значений оптических толщин в силу логарифмической зависимости

ти оптической толщины от интенсивности принимаемого сигнала.

Отметим, что факт существенно разного поглощения нормальных волн на второй циклотронной гармонике при поперечном распространении предложено использовать для измерения поперечной компоненты магнитного поля [15]. Идея метода состоит в том, что при поперечном распространении в зоне циклотронного резонанса полностью поглощается поляризация, ортогональная локальному направлению магнитного поля. Измерение ориентации вектора \vec{E} в поле проходящего излучения позволяет определить направление магнитного поля в области циклотронного резонанса и тем самым найти его поперечную компоненту. Однако необходимым условием осуществимости такой диагностики является условие невыполнения геометрической оптики на всем пути распространения излучения, так как в противном случае на поляризацию прошедшего через плазму излучения оказывают влияние параметры плазмы и магнитное поле на всем пути распространения.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ "УБЕГАЮЩИХ" ЭЛЕКТРОНОВ В ТОКАМАКЕ

При обсуждении эффективности электронно-циклотронного нагрева плазмы, а также различных предложений по определению температуры электронов по собственному излучению [1] или по поглощению зондирующего излучения [7], расчеты, как правило, проводятся в предположении, что электроны имеют максвелловскую функцию распределения. С другой стороны, известно, что даже небольшая добавка "горячих" частиц может существенно изменить спектры циклотронного излучения из тороидальной плазмы и тем самым сделать невозможным определение температуры основной компоненты плазмы. Поэтому вопрос о способе измерения функции распределения захваченных в ловушку частиц является важным и актуальным.

Решение задачи об излучении и поглощении волн в плазме является однозначным, если известна функция распределения электронов. Обратная задача о восстановлении функции распределения электронов по излучению и поглощению волн

в плазме является, строго говоря, некорректной. Наиболее простым приближенным способом ее решения является расчет частотных зависимостей излучения и поглощения волн для различных модельных функций распределения и сопоставление этих результатов с экспериментальными данными. С этой точки зрения представляют интерес расчеты циклотронного излучения при различных параметрах горячей компоненты электронов [16,17,18].

В работе [19] обсуждается возможность определения параметров горячей добавки к электронной функции распределения по коэффициенту поглощения электромагнитных волн с частотами, близкими к гармоникам электронной гирочастоты ($\omega = s\omega_{He}$, s - номер гармоники). Зондирование плазмы при этом следует проводить в вертикальном направлении, когда излучение распространяется в токамаке вдоль линий $H = \text{const}$, причем направление распространения всюду перпендикулярно направлению тороидального магнитного поля. В этом случае электромагнитные волны взаимодействуют с электронами строго фиксированной энергии \mathcal{E} , которая определяется из условия

$$s\omega_{He} (1 - \mathcal{E}/mc^2) = \omega. \quad (13)$$

Здесь считается, что кинетическая энергия электронов \mathcal{E} значительно меньше энергии покоя mc^2 . Меняя частоту зондирующего излучения, можно получать сведения об энергетическом спектре надтепловой компоненты, усредненном вдоль линии зондирования.

Предполагая, что функцию распределения электронов в токамаке можно представить в виде суммы максвелловской функции, отвечающей основной группе частиц с энергией порядка нескольких килоэлектронвольт, и добавки к ней, соответствующей небольшому количеству высокоэнергичных "убегающих" частиц, плотность которых мала ($N_1 \ll N_0$), коэффициенты поглощения нормальных волн "горячими" частицами при поперечном распространении можно представить в виде [20]

$$\left(\frac{Im \kappa}{\kappa} \right)_d = - \frac{\pi}{s^2 n_d^2} \frac{\omega_{p1}^2}{\omega_{He}^2} \int_{-\infty}^{\infty} dv_{||} \int_0^{\infty} dv_{\perp} \frac{\partial f}{\partial v_{\perp}} \omega \delta \left[\omega - s\omega_{He} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v_{\perp}^2}{c^2} \right) \right] \times$$

$$k \left\{ \begin{array}{l} v_{\perp}^2 \left[J'_s(x) + \Gamma \frac{s}{x} J_s(x) \right]^2 \\ v_{\parallel}^2 J_s^2(x) \end{array} \right\}, \quad (14)$$

где $\text{Im } k$ и k - мнимая и действительная части волнового числа; j - индекс нормальной волны; n_j - показатели преломления нормальных волн, определяемые холодной плазмой с максвелловской функцией распределения; $\omega_{p1}^2 = \frac{4\pi e^2 N_1}{m}$ - квадрат плазменной частоты "горячей" компоненты с концентрацией N_1 ; $f(v_{\parallel}, v_{\perp})$ - функция распределения "горячих" частиц с нормировкой $2\pi \int_{-\infty}^{\infty} dv_{\parallel} \int_0^{\infty} v_{\perp} dv_{\perp} f(v_{\parallel}, v_{\perp}) = 1$; J_s - функция Бесселя с аргументом $x = kv_{\perp} / \omega_{ne}$; Γ - продольный коэффициент поляризации необыкновенной волны, который определяется "холодной" компонентой плазмы, и вблизи циклотронных гармоник равен $\Gamma = \frac{\omega_p^2}{s[(s^2-1)\omega_{ne}^2 - \omega_p^2]}$, где ω_p - плазменная частота холодной компоненты. Верхнее выражение в фигурных скобках в (14) относится к необыкновенной волне, нижнее - к обыкновенной. Выражения (14) написаны для слаборелятивистской функции распределения "горячих" частиц:

$$v^2/c^2 \ll 1. \quad (15)$$

Мнимая часть волнового числа $\text{Im } k$ связана с коэффициентом поглощения по мощности η соотношением

$$\eta = 1 - \exp \left(-2 \int \text{Im } k \, dl \right). \quad (16)$$

где интеграл берется вдоль луча. Таким образом, измеряя поглощение нормальных волн, можно определить мнимую часть волнового числа, усредненную вдоль луча зрения. Однако, как легко видеть из выражений (14), знание $\text{Im } k$ еще не дает возможности однозначно восстановить вид функции распределения надтепловых частиц плазмы. Чтобы тем не менее получить информацию о ней, рассмотрим два класса функций распределения: а) изотропные распределения $f(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{1}{v} (v = \sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2})$ (или близкие к ним); б) сильно анизотропные распределения, у которых разброс по продольным скоростям существенно превышает разброс по поперечным

скоростям ($\Delta v_{\parallel} \gg \Delta v_{\perp}$)^{*}. При этом в резонансном условии (13) можно положить $\xi = \frac{1}{2} m v_{\parallel}^2$.

В случае изотропной функции распределения горячих частиц в дипольном приближении ($x \ll 1$) из выражения (14) получаем

$$\left(\frac{J_{mk}}{k}\right)_0 = -\frac{2\pi^2}{2^s} \frac{1}{n_0^2} \frac{\omega_{p1}^2}{\omega_{HE}^2} \frac{s!}{s^2(2s+3)!!} c^2 \left[v^2 \left(\frac{kv}{\omega_{HE}} \right)^{2s} \frac{df}{dv} \right]_{v=v_s};$$

$$\left(\frac{J_{mk}}{k}\right)_p = -\frac{2\pi^2}{2^s} \frac{(1+\Gamma)^2}{n_p^2} \frac{\omega_{p1}^2}{\omega_{HE}^2} \frac{s!}{(2s+1)!!} \left[v^2 \left(\frac{kv}{\omega_{HE}} \right)^{2s-2} \frac{df}{dv} \right]_{v=v_s}, \quad (17)$$

где величина v_s находится из резонансного условия (13) и определяется выражением

$$\frac{v_s^2}{c^2} = \frac{2(s\omega_{HE} - \omega)}{s\omega_{HE}}; \quad (18)$$

индексы 0 и p обозначают обыкновенную и необыкновенную волну соответственно. Таким образом, измерения поглощения в случае изотропного распределения электронов позволяют определить производную df/dv и восстановить функцию распределения энергичных частиц по скоростям.

В случае сильно анизотропного распределения ($\Delta v_{\parallel} \gg \Delta v_{\perp}$)

$$\begin{aligned} \left(\frac{J_{mk}}{k}\right)_0 &= \frac{\pi}{s \cdot 2^{s+1}} \frac{1}{n_0^2} \frac{\omega_{p1}^2}{\omega_{HE}^2} c^2 v_s \left(\frac{k}{\omega_{HE}} \right)^{2s} \times \\ &\times \left[2\pi \int_0^{\infty} v_{\perp} dv_{\perp} v_{\perp}^{2s-2} f(v_{\perp}, v_{\parallel} = v_s) \right]; \end{aligned} \quad (19)$$

$$\left(\frac{J_{mk}}{k}\right)_p = \frac{\pi s}{2^{s+1}} \frac{(1+\Gamma)^2}{n_p^2} \frac{\omega_{p1}^2}{\omega_{HE}^2} c^2 \frac{1}{v_s} \left(\frac{k}{\omega_{HE}} \right)^{2s-2} \times$$

^{*} Вообще говоря, для полноты сюда следовало бы добавить (и это легко сделать) класс резко анизотропных распределений с $\Delta v_{\perp} \gg \Delta v_{\parallel}$. Однако трудно ожидать, что они реализуются в тороидальных системах.

$$\times \left[2\pi \int_0^{\infty} v_{\perp} dv_{\perp} v_{\perp}^{2s-2} f(v_{\perp}, v_{\parallel} = v_s) \right], \quad (20)$$

где v_s определяется по-прежнему (18). Выражения в квадратных скобках являются своеобразными четными моментами поперечной скорости при фиксированном значении продольной скорости.

По аналогии со случаем максвелловского распределения введем эффективную поперечную температуру, определив ее равенством

$$\begin{aligned} 2\pi \int_0^{\infty} dv_{\perp} v_{\perp}^{2s-1} f(v_{\parallel}, v_{\perp}) &= (s-1)! v_{\perp}^{2(s-1)} f(v_{\parallel}) = \\ &= (s-1)! \left[\frac{2T_{\perp}^{\text{эфф}}(v_{\parallel})}{m} \right]^{s-1} f(v_{\parallel}). \end{aligned} \quad (21)$$

Эта температура, разумеется, имеет несколько условный характер, и ее величина зависит не только от v_{\parallel} , но и от номера гармоники s .

Итак, в случае сильно анизотропной функции распределения надтепловых частиц из измеренного поглощения нормальных волн можно получить информацию о произведении соответствующих степеней средней поперечной энергии на функцию распределения по продольным скоростям. Найти эффективную поперечную температуру можно сравнив поглощение волн одного типа на различных циклотронных гармониках. Например, из уравнений (20) и (21) легко получить

$$\left(\frac{\Im m \kappa_{s+1}}{\Im m \kappa_s} \right)_e = 4s \left(\frac{s+1}{s} \right)^{2s+2} \frac{T_{\perp}^{\text{эфф}}(v_{\parallel} = v_s)}{m c^2}. \quad (22)$$

Аналогичное соотношение, различающееся только зависящим от s коэффициентом, получается и для волн обыкновенной поляризации. Таким образом, измерение частотных зависимостей коэффициентов циклотронного поглощения позволяет получать информацию о параметрах горячей компоненты как в случае изотропной ее функции распределения, так и для резко анизотропного распределения ($\Delta v_{\parallel} \gg \Delta v_{\perp}$), если знать, к какому из этих двух классов относится функция распределения горячих частиц. Этот вопрос может быть решен

из тех же измерений, если сравнить мнимые части волновых чисел нормальных волн на одной и той же частоте.

Для изотропной функции распределения

$$\frac{\Im \kappa_0}{\Im \kappa_e} = \frac{2}{2s+3} \frac{1}{(1+\Gamma)^2} \left(\frac{n_0}{n_e} \right)^{2s-3} n_0^2 \frac{s\omega_{He} - \omega}{s\omega_{He}} \quad (23)$$

При анизотропном распределении ($\Delta v_{||} \gg \Delta v_{\perp}$)

$$\frac{\Im \kappa_0}{\Im \kappa_e} = \frac{2}{(1+\Gamma)^2} \left(\frac{n_0}{n_e} \right)^{2s-3} n_0^2 \frac{s\omega_{He} - \omega}{s\omega_{He}} \quad (24)$$

Отношение $\Im \kappa_0 / \Im \kappa_e$ для обоих классов функций распределения пропорционально отстройке от гармоник гирочастоты, но коэффициенты пропорциональности различаются в $(2s+3)$ раза. Поскольку различие достаточно велико (уже на второй гармонике $2s+3=7$), то можно надеяться на то, что удастся достаточно уверенно отнести функцию распределения горячих частиц к одному из двух классов.

Сделаем теперь несколько общих замечаний относительно этого метода диагностики.

1) Для интерпретации результатов измерений частотных зависимостей поглощения нормальных волн необходимо знать с высокой точностью ($\Delta H/H < \mathcal{E}/\tau c^2$) абсолютную величину магнитного поля на линии зондирования. Особенно важно это в случае сравнения мнимых частей волновых чисел вблизи разных гармоник гирочастоты.

2) Точность определения энергии резонансных частиц по циклотронному поглощению связана с неоднородностью магнитного поля вдоль траектории распространения зондирующего излучения: $\Delta \mathcal{E}/\tau c^2 = \Delta H/H$. Эта неоднородность обусловлена следующими основными факторами: рефракцией лучей; конечной шириной пучка СВЧ-излучения, выходящего из перелазющей и попадающего в приемную антенну; наличием полой-дальной компоненты магнитного поля и неоднородностью магнитного поля, обусловленной диамагнетизмом плазмы. Учет диамагнетизма в случае, когда $\omega_p^2 \sim \omega_H^2$, приводит к неточности в определении энергии резонансных частиц $\Delta \mathcal{E} = \bar{\mathcal{E}}$, где $\bar{\mathcal{E}}$ — средняя энергия всех электронов плазмы (включая и "холодную" и "горячую" компоненты).

Полоидальная компонента магнитного поля, не превышающая, как правило, величину порядка 10% от тороидального поля, играет, вообще говоря, двойную роль. С одной сторо-

ны, увеличение модуля магнитного поля на величину порядка 0,5% приводит к неточности в определении энергии горячей компоненты порядка 2-3 кэВ (0,5% от энергии покоя электрона). С другой стороны, поворот магнитного поля, обусловленный наличием поперечной компоненты его, может приводить к изменению интенсивности принимаемого линейно поляризованного сигнала на величину до 2%, которая складывается с циклотронным поглощением. Оценка влияния рефракции и конечной ширины пучка должна проводиться для каждого конкретного эксперимента. В качестве примера укажем, что численные расчеты лучевых траекторий, проведенные для модельной установки с параметрами, примерно соответствующими ИНГОРу [21], дают для гармоник $s \geq 2$ величину неопределенности $\Delta \mathcal{E} \approx 5$ кэВ.

3) При выборе оптимальных номеров гармоник и типов волн следует иметь в виду, что оптическая толщина системы для соответствующей волны должна быть порядка единицы^{*)}. Заметим, что непригодной для диагностики является первая гармоника необыкновенной волны, у которой велика рефракция из-за близости слоя верхнегибридного резонанса. При использовании второй гармоники необыкновенной волны в плотной плазме ($\omega_p^2 / \omega_{He}^2 > 1,16$) необходима относительная отстройка от гирочастоты на величину больше $5 T_0 / \mu c^2$ (где T_0 — температура холодной компоненты). В противном случае возможно возбуждение в плазме вместо необыкновенной волны модифицированной моды Бернштейна (см. [22]), для которой циклотронное поглощение описывается другими формулами.

4) Хотя выше речь шла о тороидальных системах, очевидно, что все вышеизложенное может быть непосредственно применено и к прямым ловушкам, поскольку зондирование идет вдоль линий $H = \text{const}$.

5) В стационарных системах для измерения обсуждаемых здесь частотных зависимостей необходима аппаратура, работающая на многих частотах. Однако в импульсных установках, также как и при измерении оптической толщины плазмы

^{*)} При $\tau \ll 1$ трудно определить оптическую толщину из измерения поглощения, а при $\tau \gg 1$ велика вероятность зарегистрировать сигнал, попавший в приемную систему в результате рассеяния на деталях конструкции.

в стеллараторах, можно проводить измерения на фиксированной частоте, используя временной ход изменения параметров плазмы и магнитного поля.

В заключение отметим следующее. Конечно, зная функцию распределения электронов, можно найти и все средние параметры плазмы, концентрацию и среднюю энергию частиц. Однако применение описанной выше процедуры довольно громоздко и трудоемко. Вместе с тем в ряде случаев, когда нет оснований ожидать сильного отличия функции распределения от максвелловской, концентрацию и температуру частиц плазмы можно определить по поглощению нормальных волн, измеренному точно так же, как и при определении функции распределения. Так, например, поскольку ширина линии поглощения обыкновенной волны на первой гармонике определяется только температурой [23, 24]

$$\Delta\omega = \frac{7}{2} \omega_{не} T_e / \pi c^2, \quad (25)$$

то, измеряя ее, можно определить T_e *). Знание величины поглощенной мощности в центре линии дает значение концентрации электронов, так как

$$\Gamma \pi k_D / k_D = 0,4 \omega_{ре}^2 / \omega_{не}^2. \quad (26)$$

Заметим, что обыкновенная волна для этих измерений удобнее необыкновенной. Несмотря на более жесткие ограничения по концентрации электронов, она обладает тем преимуществом, что концентрация и температура частиц плазмы для обыкновенной волны на первой гармонике входят в разные характеристики прошедшего сигнала (ширину линии и интенсивность), а у необыкновенной волны это не так. Хотя, конечно, вся эта информация содержится и в "необыкновенном" прошедшем сигнале, и сравнение данных по обеим поляризациям позволит, по-видимому, оценить точность приведенных измерений.

*) Здесь, как и ранее, для проведения измерений необходимо сканирование по частоте в стационарной плазме, и можно пользоваться осциллограммами проходящего сигнала в системах с импульсным магнитным полем.

3. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ "ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ" ПЛАЗМЫ В ТОРОИДАЛЬНОЙ ЛОВУШКЕ

Как уже отмечалось выше, измерения спектров циклотронного излучения стали в настоящее время общепринятым методом диагностики для определения профиля электронной температуры в тороидальных системах. Для использования такой диагностики необходимо, чтобы плазма была оптически "толстой" для соответствующей нормальной волны, используемой при измерениях. В современных крупных установках это условие выполнено для обыкновенной волны на первой и необыкновенной на второй циклотронных гармониках. Известно, однако, что во многих режимах работы тороидальных ловушек имеется надтепловая компонента в электронной функции распределения. С точки зрения абсолютных измерений электронной температуры по циклотронному излучению весьма важно знать, какой вклад в излучение вносит надтепловая компонента. Кроме того, имеются экспериментальные данные по наблюдению циклотронного излучения, интенсивность которого существенно превосходит тепловой уровень [25-28].

Циклотронное излучение из плазмы с надтепловыми электронами исследовалось теоретически в работах [16,29]. Однако расчеты, проведенные в этих работах, весьма громоздки, а их результаты относятся к частным распределениям параметров плазмы в конкретной тороидальной установке. В настоящем разделе на основании упрощенной модели двухтемпературной изотропной функции распределения электронов получим аналитические выражения, позволяющие оценить эффективную температуру циклотронного излучения, обусловленного основной и надтепловой электронными компонентами.

В среде, характеризующейся излучательно-способностью в j -ю нормальную моду α_j и коэффициентом реабсорбции μ_j , изменение интенсивности излучения определяется уравнением переноса:

$$\frac{dI}{d\ell} = \alpha_j - \mu_j I_j, \quad (27)$$

где ℓ — координата вдоль лучевой траектории. В равновесной среде с температурой T (например, для плазмы с максвелловским распределением электронов) величины α_j и μ_j связаны законом Кирхгофа:

$$\frac{\alpha_j}{\mu_j} = I^{(0)}(T) = \frac{\omega^2 T}{(2\pi)^3 c} . \quad (28)$$

В случае произвольной функции распределения электронов связь между излучательной способностью и коэффициентом реабсорбции более сложная; она зависит как от функции распределения, так и от поляризации нормальной волны (см., например, [30]). Однако, если функция распределения электронов является суммой двух изотропных максвелловских распределений с разными температурами T_0 и T_1 , то для нахождения связи между излучательной способностью и коэффициентом реабсорбции можно слегка модифицировать закон Кирхгофа. В этом случае каждую из величин α_j и μ_j можно считать суммой двух величин, соответствующих двум компонентам электронного распределения:

$$\alpha_j = \alpha_{j0} + \alpha_{j1} \quad ; \quad \mu_j = \mu_{j0} + \mu_{j1} . \quad (29)$$

Закон Кирхгофа в этом случае можно применить отдельно к каждой из двух компонент:

$$\alpha_{j0} / \mu_{j0} = I^{(0)}(T_0) \quad , \quad \alpha_{j1} / \mu_{j1} = I^{(0)}(T_1) . \quad (30)$$

Учитывая соотношения (29), (30), можно из уравнения переноса (27) получить следующее уравнение для изменения эффективной температуры излучения вдоль луча

$$\frac{dT_e}{dz} = \mu_0 T_0 + \mu_1 T_1 - (\mu_0 + \mu_1) T_e , \quad (31)$$

где эффективная температура излучения определена равенством ^{*)}

$$T_e = \frac{(2\pi)^3 c^2}{\omega^2} I_j(\omega) . \quad (32)$$

Использование модифицированного закона Кирхгофа позволило избежать громоздкой процедуры (см., например, [16, 29]) вычисления излучательной способности при нахождении

^{*)} Строго говоря, уравнения переноса (27) и соотношения (28), (30) написаны в предположении, что показатель преломления j -й моды близок к единице, однако уравнение (31) для эффективной температуры справедливо при произвольном показателе преломления.

эффективной температуры излучения. Ограничимся в дальнейшем для простоты моделью одномерного плазменного слоя, заключенного в интервале $a \leq x \leq b$. В этом случае эффективная температура излучения, выходящего из плазмы в положительном направлении оси x , как следует из решения уравнения (31), равна

$$T_{\text{эф}} = \int_a^b dx (\mu_0 T_0 + \mu_1 T_1) \exp \left[- \int_x^b (\mu_0 + \mu_1) dx' \right]. \quad (33)$$

Выражение (33) позволяет вычислить эффективную температуру излучения при произвольном распределении температур и плотностей основной и надтепловой компонент плазмы.

Для оценки эффективной температуры излучения в тороидальных системах сделаем еще одно упрощающее предположение. Будем считать, что в пределах резонансной области, где происходит циклотронное поглощение, все параметры тепловой и надтепловой компонент плазмы неизменны, а меняется лишь внешнее магнитное поле^{*}). Будем считать также, что магнитное поле образует с осью x постоянный угол θ , близкий к 90° : $|\frac{\pi}{2} - \theta| \ll 1$. Для последующих расчетов нам потребуются выражения для коэффициентов поглощения нормальных волн в случае двухмаксвелловского распределения.

При поперечном распространении коэффициенты поглощения обыкновенной волны вблизи первой циклотронной гармоники и необыкновенной волны вблизи второй циклотронной гармоники можно представить в одинаковом виде (см. также [31,32]):

$$\mu = \mu_0 + \mu_1 = A \left(n_0^{5/2} e^{-\tau_0} + \frac{n_1}{n_0} \tau_1^{5/2} e^{-\tau_1} \right), \quad (34)$$

где n_0 и n_1 — плотности основной и надтепловой компонент; величины τ_0 и τ_1 определяются соотношениями $\tau_{0,1} = (\gamma - \omega / \omega_{\text{нр}}) \times$

^{*}) Такое приближение может быть не очень хорошим в случае высокой температуры горячей компоненты; например, при $T_1 = 50$ кэВ необходимо, чтобы параметры плазмы были неизменны в слое, толщина которого составляет 10% большого радиуса токамака.

$\alpha_0^2/T_{0,1}$ — для первой гармоники; $\alpha_{0,1} = (1 - \omega/2\omega_{не}) \cdot m\ell^2/T_{0,1}$ — для второй гармоники. Коэффициент A различен для двух рассматриваемых волн и определяется параметрами холодной плазмы. Напомним, что в случае поперечного распространения коэффициенты реабсорбции равны нулю при $\omega > \omega_{не}$ вблизи первой гармоники и при $\omega > 2\omega_{не}$ вблизи второй гармоники.

В "классическом" интервале углов распространения

$$1 \gg \left| \frac{\pi}{2} - \theta \right| \gg \beta_T N_j, \quad \beta_T^2 = 2T/m\ell^2 \quad (35)$$

(N_j — показатель преломления j -й моды) коэффициент реабсорбции обыкновенной волны можно получить пользуясь процедурой, изложенной в работе [27]:

$$\mu = \mu_0 + \mu_1 = \beta \frac{e^{-\alpha_0^2} + \frac{n_1}{n_0} \sqrt{\frac{T_1}{T_0}} e^{-\alpha_1^2}}{e^{-2\alpha_0^2} \left[1 + \frac{4}{\pi} \left(\int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{t^2} dt \right)^2 \right]}, \quad (36)$$

где

$$\alpha_{0,1} = \left(1 - \frac{\omega_{не}}{\omega} \right) / \left(N \cos \theta \sqrt{2T_{0,1}/m\ell^2} \right).$$

Выражение (36) справедливо лишь в приближении $n_1 \ll n_0$, $T_1 \approx T_0$.

Для необыкновенной волны, распространяющейся в "классическом" интервале углов (35), вблизи второй гармоники имеем

$$\mu = \mu_0 + \mu_1 = \zeta \left[e^{-\alpha_0^2} + \frac{n_1}{n_0} \sqrt{\frac{T_1}{T_0}} e^{-\alpha_1^2} \right], \quad (37)$$

где
$$\alpha_{0,1} = \left(1 - \frac{2\omega_{не}}{\omega} \right) \left(N \cos \theta \sqrt{2T_{0,1}/m\ell^2} \right).$$

Значения величин β и ζ в выражениях (36) и (37) пока не будем конкретизировать.

Для вычисления эффективной температуры излучения необходимо выражения (34), (35) и (36) подставить в (33) и учесть закон измерения величины тороидального магнитного поля вдоль луча

$$H = H_0 / (1 - z/R), \quad (38)$$

где величина R соответствует расстоянию от резонансной области до главной оси токамака и примерно равна большому радиусу. Подставляя (34) в (33) и вводя новую переменную $x = (1 - \omega/\omega_{HE}(z)) m c^2 / T_0$ для радиационной температуры излучения в виде обыкновенной волны вблизи первой гармоники, получаем

$$\frac{T_1}{T_0} = \alpha \int_0^{\infty} dx \left[x^{3/2} e^{-x} + \frac{n_1}{n_0} \frac{T_1}{T_0} \left(x \frac{T_0}{T_1} \right)^{5/2} \exp \left(-x \frac{T_0}{T_1} \right) \right] \times \\ \times \exp \left\{ - \int_x^{\infty} dx' \left[x'^{5/2} e^{-x'} + \frac{n_1}{n_0} \left(x' \frac{T_0}{T_1} \right)^{5/2} \exp \left(-x' \frac{T_0}{T_1} \right) \right] \right\}. \quad (39)$$

Выражение (39) определяет эффективную температуру излучения в направлении убывания тороидального магнитного поля. Верхний предел интегрирования в (39) положен равным бесконечности в предположении, что резонансная область достаточно далека от границы слоя. Коэффициент α легко связать с величиной A в выражении (34), однако удобнее его выразить через оптическую толщину "холодной" компоненты

$$\tau_0 = \int_{-\infty}^{\infty} dz \mu_0(z) :$$

$$\alpha = \frac{\delta}{15 \sqrt{\pi}} \tau_0. \quad (40)$$

Заметим, что выражения (39), (40) определяют также температуру излучения в виде необыкновенной волны вблизи второй циклотронной гармоники, распространяющейся поперек магнитного поля и выходящей из плазмы в направлении убывания магнитного поля. Различаются в этом случае лишь выражения для оптической толщины плазмы для соответствующих волн [5]. Для излучения, распространяющегося поперек магнитного поля, но выходящего из плазмы в направлении его возрастания, для радиационной температуры получаем

$$\frac{T_1}{T_0} = \alpha \int_0^{\infty} dx \left[x^{5/2} e^{-x} + \frac{n_1}{n_0} \frac{T_1}{T_0} \left(x \frac{T_0}{T_1} \right)^{5/2} \exp \left(-x \frac{T_0}{T_1} \right) \right] \times$$

$$\times \exp \left\{ - \int_0^x dx' \left[x'^{5/2} e^{-x'} + \frac{n_1}{n_0} \left(x' \frac{T_0}{T_1} \right)^{5/2} \exp \left(-x' \frac{T_0}{T_1} \right) \right] \right\} \quad (41)$$

с теми же выражениями для τ_0 и α .

Асимметрия радиационной температуры в направлении убывания и возрастания магнитного поля имеет ясный физический смысл, на котором остановимся ниже. Аналогично из выражений (36) и (33) получаем радиационную температуру излучения для обыкновенной волны на первой гармонике, распространяющейся в классическом интервале углов (35):

$$\frac{T_1}{T_0} = \alpha \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{e^{-x^2} + \frac{n_1}{n_0} \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{3/2} \exp \left(-x^2 \frac{T_0}{T_1} \right)}{e^{-2x^2} \left[1 + \frac{4}{\pi} \left(\int_0^x e^{t^2} dt \right)^2 \right]} \times$$

$$\times \exp \left\{ - \int_x^{\infty} dx' \frac{e^{-x'^2} + \frac{n_1}{n_0} \sqrt{\frac{T_1}{T_0}} \exp \left(-x'^2 \frac{T_0}{T_1} \right)}{e^{-2x'^2} \left[1 + \frac{4}{\pi} \left(\int_0^{x'} e^{t^2} dt \right)^2 \right]} \right\}. \quad (42)$$

В этом случае радиационная температура одинакова в обоих направлениях, а коэффициент α связан с оптической толщиной "холодной" компоненты соотношением

$$\alpha = \frac{2}{\pi \sqrt{\pi}} \tau_0. \quad (43)$$

Наконец, для необыкновенной волны вблизи второй циклотронной гармоники при наклонном распространении относительно магнитного поля имеем радиационную температуру

$$\frac{T_1}{T_0} = \alpha \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[e^{-x^2} + \frac{n_1}{n_0} \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{3/2} \exp \left(-x^2 \frac{T_0}{T_1} \right) \right] \times$$

$$\times \exp \left\{ - \int_x^{\infty} dx' \left[e^{-x'^2} + \frac{n_1}{n_0} \sqrt{\frac{T_1}{T_0}} \exp \left(-x'^2 \frac{T_0}{T_1} \right) \right] \right\}, \quad (44)$$

которая тоже одинакова для обоих направлений выхода излучения из плазмы. Здесь коэффициент α связан с оптической толщиной соотношением

$$\alpha = \tau_0 / \sqrt{x}. \quad (45)$$

Выражения (42)–(45) позволяют вычислить радиационную температуру циклотронного излучения для различных типов нормальных волн в предположении, что все параметры "холодной" и "горячей" компонент постоянны в резонансной области, а изменение магнитного поля в ней невелико ($\Delta H/H \ll 1$) и может быть аппроксимировано линейным законом. В таком приближении радиационная температура, нормированная на температуру "холодной" компоненты плазмы, определяется тремя параметрами:

а) оптической толщиной "холодной" компоненты для соответствующей нормальной волны;

б) отношением плотностей энергии "горячей" и "холодной" компонент $n_1 T_1 / n_0 T_0$;

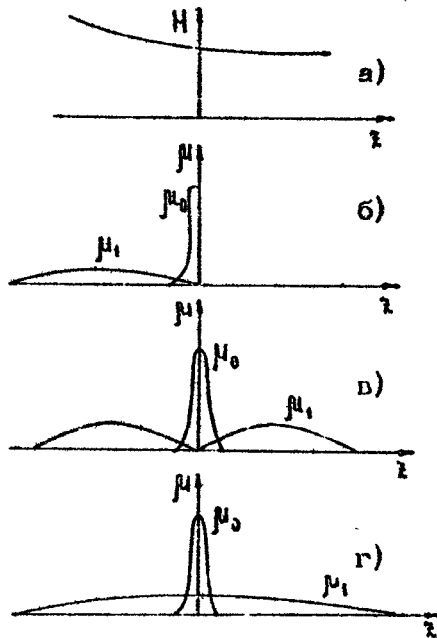
в) отношением температур двух компонент T_1 / T_0 .

В предельном случае $T_1 \gg T_0$ можно получить простые аналитические выражения для T_2 . На рис. 10 схематически изображены коэффициенты реабсорбции "горячей" и "холодной" компонент в слабо меняющемся магнитном поле. При $T_1 \gg T_0$ резонансные области, в которых происходит излучение и поглощение волн "холодной" и "горячей" компонентами, разнесены в пространстве. Поэтому можно отдельно рассматривать излучение и поглощение волн каждой из этих компонент. Например, для случая, изображенного на рис. 10, б (который соответствует первой гармонике обыкновенной волны и второй гармонике необыкновенной волны, распространяющимся поперек магнитного поля), температура излучения, выходящего из плазмы в положительном направлении оси x , примерно равна

$$T_2 \approx T_1 (1 - e^{-\tau_1}) e^{-\tau_0} + T_0 (1 - e^{-\tau_0});$$

$$\tau_1 = \frac{n_1 T_1}{n_0 T_0} \tau_0. \quad (46)$$

В этом случае излучение "горячей" компоненты экранируется "холодной" компонентой, и в пределе $\tau_0 \gg 1$ радиационная температура не зависит от параметров горячей компоненты и совпадает с температурой "холодной" компоненты. Температура излучения, выходящего в противоположном направлении (см. рис. 10, б), равна



Р и с. 10. Качественная картина распределения величины магнитного поля (а) и коэффициентов поглощения нормальных волн "холодной" (μ_0) и "горячей" (μ_1) компонентами: б - при поперечном распространении волны; в - для обыкновенной волны на 1-й гармонике при распространении в интервале углов (35); г - для необыкновенной волны на 2-й гармонике при распространении в интервале углов (35)

$$T_2 \approx T_0 (1 - e^{-\tau_0}) e^{-\tau_1} + T_1 (1 - e^{-\tau_1}). \quad (47)$$

Здесь уже излучение "горячей" компоненты не экранируется "холодной", а радиационная температура может достигнуть температуры "горячей" компоненты, если она является оптически толстой. Но даже если оптическая толщина "горячей" компоненты плазмы τ_1 и невелика, температура излучения может превосходить температуру основной компоненты плазмы. В случае наклонного распространения температура излучения, выходящего в обе стороны из плазменного слоя, одинакова. При этом излучение половины "горячей" компоненты экранируется "холодной", но излучение оставшейся половины свободно выходит в вакуум (см. рис. 10, в, г):

$$T_{\gamma} = T_1 (1 - e^{-\tau_1/2}) e^{-\tau_0 - \tau_1/2} + T_c (1 - e^{-\tau_0}) e^{-\tau_1/2} + \\ + T_1 (1 - e^{-\tau_1}); \quad \tau_1 = \frac{n_1 T_1}{n_0 T_0} \tau_0. \quad (48)$$

Для оценок в качестве примера рассмотрим один из типичных режимов работы токамака ФТ [25], где наблюдалось надтепловое циклотронное излучение:

$$n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}, \quad T_0 = 1 \text{ кэВ}, \quad H_0 = 80 \text{ кГс}, \quad R_0 = 82 \text{ см}.$$

При этом оптическая толщина основной компоненты плазмы для обыкновенной волны вблизи первой циклотронной гармоники составляет примерно $\tau_0 = 1,7$, а для необыкновенной волны вблизи второй гармоники вдвое больше: $\tau_0 \approx 3,4$. В отсутствие надтепловой компоненты температура излучения в обе стороны одинакова и для поперечного, и для наклонного распространения и составляет для обыкновенной волны на первой гармонике $T_{\gamma} \approx 0,82$ кэВ, а для необыкновенной волны на второй гармонике $T_{\gamma} \approx 0,97$ кэВ; обе температуры близки к температуре основной компоненты плазмы. Добавление надтепловой компоненты с концентрацией $n_1 = 1\%$ $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T_1 = 20$ кэВ приводит к следующим значениям радиационной температуры.

1) Первая гармоника, обыкновенная волна:

а) поперек магнитного поля в направлении его убывания

$$T_{\gamma} = 1,9 \text{ кэВ};$$

б) поперек магнитного поля в направлении его возрастания

$$T_{\gamma} = 6,4 \text{ кэВ};$$

в) при наклонном распространении в интервале углов (35)

$$T_{\gamma} = 4,3 \text{ кэВ}.$$

2) Вторая гармоника, необыкновенная волна:

а) поперек магнитного поля в направлении его убывания

$$T_{\gamma} = 1,3 \text{ кэВ};$$

б) поперек магнитного поля в направлении его возрастания

$$T_{\gamma} = 10,4 \text{ кэВ};$$

в) при наклонном распространении в интервале углов (35)

$$T_{\gamma} = 6,6 \text{ кэВ}.$$

Таким образом, наличие небольшой добавки надтепловых электронов может существенно повлиять на результаты абсолютных измерений радиационной температуры; это может при-

вести также к искажению относительного температурного профиля. С другой стороны, как показывают проведенные оценки, достаточно точные абсолютные измерения радиационной температуры на разных типах волн, приходящих под разными углами по отношению к магнитному полю, могут дать сведения о параметрах надтепловой компоненты. Антенна для таких измерений должна иметь достаточно высокую направленность, чтобы можно было "отличить" углы распространения (35) от $\pi/2$. Например, для $T_1 = 20$ кэВ ширина диаграммы направленности в плоскости большого сечения торра должна быть меньше 10° .

Простота физической картины распространения, поглощения и собственного излучения волн в магнитоактивной плазме на гармониках электронной gyro частоты, малая пространственная ширина резонансной зоны, обеспечивающая локальность измерений, простота согласования излучающих и приемных устройств с плазмой и возможность получения высокой направленности антенных систем, возможность получения информации о довольно тонких деталях распределения параметров плазмы и магнитного поля установки позволяют надеяться на перспективность обсуждаемых здесь способов диагностики.

Рассмотренная в разд.1 методика определения оптической толщины плазмы в стеллараторной конфигурации магнитного поля уже использовалась на стеллараторе Л-2 [12,14]. Что касается изучения характеристик надтепловых частиц, то сделанные в разд.2,3 оценки являются, конечно, весьма приближенными, и вопрос о постановке тех или иных экспериментов на конкретной установке может быть решен только после проведения дополнительных расчетов применительно к данной установке. Надеемся, что отмеченные выше преимущества обсуждаемых методов окажутся достаточными для создания соответствующих диагностических комплексов уже в ближайшее время.

Л и т е р а т у р а

1. Engelmann F., Curatolo M. - Nucl. Fusion, 1973, v.13, p.497.
2. Warton C.B. - In: Proc. of the Inter.School

on Plasma Diagnostics and Data Acquisition Systems. Varenna, 1975.

3. Ларионов М.М. Методы изучения турбулентных явлений в плазме по рассеянию волн СВЧ-диапазона: Проблемы современной физики. М.: Наука, 1974.

4. Рождественский В.В., Перепелкин Н.Ф. - В кн.: Диагностика плазмы. М.: Энергоиздат, 1981, вып.4(1), с.95.

5. Аликаев В.В., Литвак А.Г., Суворов Е.В., Фрайман А.А. - В наст.сборнике, с.6.

6. Meservey E.B., Schlesinger S. - Phys: Fluids, 1965, v.8, N3, p.500.

7. TFR Group. - In: Proc. of the 9th Europ. Conf. on Contr.Fusion and Plasma Physics. Oxford, 1979, AP-7; Efthimon P.C., Arunasalam V., Hosea J.C. - Phys.Rev.Lett., 1980, v.44, N6, p.396.

8. Cavallo A., Tutter M. - Preprint, IPP-2/244. Max-Planck Institut für Plasmaphysik, 1978.

9. Суворов Е.В., Фрайман А.А. - Физика плазмы, 1980, т.6, №5, с.1161.

10. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.

11. Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977.

12. Суворов Е.В., Федянин О.И., Фрайман А.А., Хольнов Ю.В. Препринт №277. М.: СИАН СССР, 1982.

13. Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. - УФН, 1983, т.141, №2, с.257.

14. Смолякова О.Б., Суворов Е.В., Фрайман А.А., Хольнов Ю.В. - Физика плазмы, 1983, т.9, №6, с.1194.

15. Гелант В.Е. - Физика плазмы, 1980, т.6, №6, с.1396.

16. Fidone J. e.a. - Phys.Fluids, 1980, v.23, N7, p.1336.

17. Lonțane M., Pozzoli R., Suvorov E.V. - Nuove Cimento, 1981, v.63B, N2, p.529.

18. Celata C.M., Boyd D.A. - Nucl.Fusion, 1977, v.17, N4, p.735.

19. Звонков А.В., Суворов Е.В., Тимофеев А.В., Фрайман А.А. - Физика плазмы, 1983, т.9, №2, с.314.

20. Андронов А.А., Железняков В.В., Петелин М.И. - Изв.вузов. Радиофизика, 1964, т.7, №2, с.251.
21. INTOR. Report of the Internat. Tokamak Reactor Workshop, Vienna, 1979.
22. Lazzaro E., Ramponi G. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.233.
23. Суворов Е.В., Фрайман А.А. - Изв.вузов. Радиофизика, 1977, т.20, №1, с.67.
24. Еремик Б.Г., Костров А.В., Суворов Е.В. и др. - В кн.: Современные методы магнитного удержания, нагрева и диагностики плазмы: Матер. 3-й Всесоюз.школы-конф. Харьков, 1982, с.170.
25. Buratti P., Pieroni L. - Preprint 79, 1/P. Frascati, 1979; Buratti P., Scovenna M., Tudisco O. - In: 2nd Varenna-Grenoble Symp., 1980, v.1, p.247.
26. Hutchinson I.H., Komm D.S. - Nucl.Fusion, 1977, v.17, N8, p.1077.
27. Uckan T., Uckan N. - Phys.Fluids, 1982, v.25, N12, p.2372.
28. TFR Group and Fidone I. - Phys.Rev. A, 1981, v. 24, N5, p.2861.
29. Fidone I., Granata G., Meyer R.L. - Plasma Phys., 1980, v.22, N4, p.261.
30. Bekefi G. - In: Radiation Processes in Plasma. G.Wiley, N.Y., 1980.
31. Litvak A.G. e.a. - Nucl.Fusion, 1977, v.17, N4, p.659.
32. Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В. и др. Электродинамика плазмы. М.: Наука, 1974.

СОДЕРЖАНИЕ

От редактора.....	3
В.В.Аликаев, А.Г.Литвак, Е.В.Суворов, А.А.Фрайман. Электронно-циклотронный нагрев плазмы в тороидаль- ных системах.....	6
В.Е.Голант, В.И.Федоров. Нижнегибридный нагрев плазмы в токамаках.....	71
А.В.Лонгинов, К.Н.Степанов. Высокочастотный нагрев плазмы в токамаках в области ионных циклотронных частот.....	105
А.Г.Елфимов, А.Г.Киров, В.П.Сидоров. Альфвеновский нагрев плазмы и генерация токов увлечения.	211
В.В.Параил. Безындукционные методы создания тока в токамаке.....	253
А.Д.Пилия, В.И.Федоров. Линейная трансформация электромагнитных и плазменных волн в двумерно не- однородной плазме.....	281
А.Г.Литвак, А.М.Сергеев. Нелинейные эффекты при высокочастотном нагреве плазмы.....	324
Е.В.Суворов, А.А.Фрайман. О диагностике плазмы в тороидальных системах с использованием СВЧ-из- лучения на частотах, близких к гармоникам электрон- ной гирочастоты.....	371

CONTENTS

Preface.....	3
V.V.Alikaev, A.G.Litvak, E.V.Suvorov, A.A.Fraiman. Electron-cyclotron plasma heating in toroidal systems.....	6
V.E.Golant, V.I.Fedorov. Low-hybrid plasma heating in tokamaks.....	71
A.V.Longinov, K.N.Stepanov. HF plasma heating in tokamaks in the regions of ions cyclotron frequencies.....	105
A.G.Elfinov, A.G.Kirov, V.P.Sidorov. Alfvén plasma heating and the generation of ent- rainment current.....	211
V.V.Parail. Noninductive methods of current- drive in a tokamak.....	253
A.D.Piliya, V.I.Fedorov. Linear transfor- mation of electro-magnetic and plasma waves in a two-dimensional inhomogeneous plasma.....	281
A.G.Litvak, A.M.Sergeev. Nonlinear effects at high-frequency plasma heating.....	324
E.V.Suvorov, A.A.Fraiman. The diagnostics of plasma in toroidal systems by means of microwave radiation at frequencies close to harmonics of electron gyrofrequency.....	371

УДК 533.951

Электронно-циклотронный нагрев плазмы в тороидальных системах. Аликеев В. В., Литвак А. Г., Су-
ров Е. В., Фрайман А. А. - В кн.: Высоко-
частотный нагрев плазмы. Горький: ИПФ АН СССР, 1983,

Излагаются результаты линейной теории циклотронного поглощения нормальных волн в плотной магнитоактивной плазме. Приводятся расчеты оптической толщины тороидальной плазмы для обыкновенной и необыкновенной волн на электроно-циклотронной частоте и ее гармониках. Обсуждаются основные схемы ЭЦ-нагрева плазмы в тороидальных системах, связанные с использованием различных типов волн и разными способами ввода излучения. Приводятся оценки квазилинейных эффектов для шумового и монохроматического спектров используемого СВЧ-излучения. Дается обзор современных экспериментальных исследований по ЭЦ-нагреву плазмы, проводимых на различных установках. Ил. 21, табл. 3. список лит. 94 назв.

УДК 533.951

Нижнегибридный нагрев плазмы в токамаках. Голант В. Е., Федоров В. И. - В кн.: Высокочастотный нагрев плазмы. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.71.

Обсуждается современное состояние теоретических и экспериментальных исследований нижнегибридного нагрева плазмы в токамаках. Ил. 16, табл. 3, список лит. 58 назв.

УДК 533.951

Высокочастотный нагрев плазмы в токамаках в области ионных циклотронных частот. Лонгинов А. В., Степанов К. Н. - В кн.: Высокочастотный нагрев плазмы Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.105.

Дан обзор современного состояния теоретических и экспериментальных исследований по нагреву плазмы быстрыми магнитоэвуковыми волнами в токамаках в области частот порядка циклотронной частоты ионов. Рассмотрены вопросы рапространения, поглощения, конверсии и возбуждения этих волн в плазме токамаков, нагрева частиц плазмы в условиях основного и кратного циклотронного резонансов, роли примесей тяжелых ионов в поглощении волн. Дан анализ экспериментальных исследований на токамаках по нагреву плазмы

быстрыми магнитозвуковыми волнами в плазме, содержащей ионы двух сортов. Отмечены трудности этого метода нагрева и его перспективы. Ил. 29, табл. 1, список лит. 126 назв.

УДК 533.932

Альфвеновский нагрев плазмы и генерация токов увлечения. Е л ф и м о в А. Г., К и р о в А. Г., С и д о - р о в В. П. - В кн.: Высокочастотный нагрев плазмы. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.211.

Рассматриваются особенности возбуждения волн альфвеновского частотного диапазона применительно к нагреву плазмы в тороидальных системах и механизмы поглощения этих волн, связанные с наличием альфвеновского резонанса. Анализируются возможности использования волн альфвеновского диапазона для создания стационарных токов различного профиля в токамаках, управления процессами радиального переноса и т.д. Приведен обзор экспериментальных исследований. Ил. 14, список лит. 80 назв.

УДК 533.932

Безындукционные методы создания тока в токамаке. П а - р а и л В. В. - В кн.: Высокочастотный нагрев плазмы. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.253.

Рассмотрены физические механизмы и основные схемы создания стационарного тока в токамаках, включающие нейтральную инжекцию и использование СВЧ-излучения различных частотных диапазонов. Приведены расчеты эффективности генерации тока для каждого механизма. Дан обзор современного состояния экспериментальных исследований по генерации стационарного тока в тороидальных системах. Ил. 12, список лит. 37 назв.

УДК 533.9.01

Линейная трансформация электромагнитных и плазменных волн в двумерно неоднородной плазме. П и л и я А. Д., Ф е д о р о в В. И. - В кн.: Высокочастотный нагрев плазмы. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.281.

Обсуждаются особенности линейной трансформации электромагнитных и плазменных волн в неоднородной магнитоактивной плазме. Основное внимание уделяется двумерной неоднородности плазмы. Показано, что как и в случае одномерной неоднородности, трансформация волн тесно связана с наличи-

ем особенностей поля волны, возникающих в приближении холодной плазмы. Проанализированы типы особенностей поля, исследована структура поля в области трансформации при учете теплового движения частиц. Ил. 12, список лит. 21 назв.

УДК 533.951

Нелинейные эффекты при высокочастотном нагреве плазмы. Литвак А. Г., Сергеев А. М. - В кн.: Высокочастотный нагрев плазмы. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.324.

Дан обзор современных представлений о влиянии нелинейных эффектов на распространение и трансформацию высокочастотных волн в замагниченной плазме. Основное внимание уделено процессам самофокусировки волновых пучков, пондеромоторной деформации профиля плотности и сильной плазменной турбулентности. Показано, что эти эффекты могут играть важную роль в сценариях нижнегибридного и электронно-циклотронного нагрева тороидальной плазмы. Ил. 14, список лит. 54 назв.

УДК 533.9.082.74

О диагностике плазмы в тороидальных системах с использованием СВЧ-излучения на частотах, близких к гармоникам электронной гирочастоты. Суворов Е. В., Фрайман А. А. - В кн.: Высокочастотный нагрев плазмы. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.371.

Рассматриваются некоторые аспекты микроволновой диагностики горячей плазмы в тороидальных системах, основанные на использовании СВЧ-излучения электронно-циклотронного диапазона частот. Обсуждается специфика измерения оптической толщины плазмы в стеллараторах, обусловленная особенностями конфигурации магнитного поля; приводятся результаты экспериментальных исследований на стеллараторе Л-2. Дается теоретическое исследование возможностей определения энергетического спектра надтепловых электронов в токамаках, основанных на измерениях собственного циклотронного излучения плазмы, а также на измерениях ослабления внешнего зондирующего сигнала за счет циклотронного поглощения. Ил. 10, список лит. 32 назв.

HIGH-FREQUENCY PLASMA HEATING
(ed. A.G.Litvak)

A B S T R A C T S

ELECTRON-CYCLOTRON PLASMA HEATING
IN TOROIDAL SYSTEMS

V.V.Alikaev, A.A.Fraiman, A.G.Litvak, E.V.Suvorov

The results of linear theory on cyclotron absorption of normal wave in a dense magnetoactive plasma are reported. The optical depth of toroidal plasma for ordinary and extraordinary waves at the electron-cyclotron frequency and its harmonics is calculated. The main schemes of the electron-cyclotron plasma heating in toroidal systems based on the use of various eigenmodes and different methods of the radiation injection are discussed. The estimates of quasi-linear effects for noise and monochromatic spectra of the microwave radiation are presented. Modern experimental investigations of plasma heating in different devices are reviewed.

LOW-HYBRID PLASMA HEATING IN TOKAMAKS

V.E.Golant, V.I.Fedorov

The state-of-art of theoretical and experimental investigations of low-hybrid plasma heating in tokamaks is discussed.

HF PLASMA HEATING IN TOKAMAKS IN THE REGIONS OF IONS CYCLOTRON FREQUENCIES

A.V.Longinov, K.N.Stepanov

The state-of-art of theoretical and experimental investigations of plasma heating by fast magnetosonic waves in the frequency range of the order of ion cyclotron frequency is given. The problems of the wave propagation, absorption, conversion and excitation in tokamak plasma, the heating of plasma particles under the conditions of fundamental and multiple cyclotron resonances, the effect of heavy ion impurities on the wave absorption are discussed. The experimental studies of plasma heating by fast magnetosonic waves in a plasma, containing two ion species are analyzed. The difficulties of this method of heating and its prospects are discussed.

ALFVEN PLASMA HEATING AND THE GENERATION OF ENTRAINMENT CURRENT

A.G.Elfimov, A.G.Kirov, V.P.Sidorov

The characteristic features of the wave excitation in the Alfvén frequency range for plasma heating in toroidal systems are considered. The mechanisms of the wave absorption due to the Alfvén resonance are studied. A possible application of the Alfvén waves for current-drive with producing of various current profiles in tokamaks, for the control of the radial transport processes, etc. are analyzed. The experimental investigations are reviewed.

NONINDUCTIVE METHODS OF CURRENT-DRIVE IN A TOKAMAK

V.V.Parail

Physical mechanisms and basic schemes of producing steady-state toroidal currents in tokamaks, including neutral beam injection and the use of microwave radiation of various frequency ranges, are considered. The efficiency of current-drive is calculated for each mechanism. The state-of-art of experimental investigations on driving a steady-state current in toroidal systems is reviewed.

LINEAR TRANSFORMATION OF ELECTRO- MAGNETIC AND PLASMA WAVES IN A TWO- DIMENSIONAL INHOMOGENEOUS PLASMA

A.D.Piliya, V.I.Fedorov

The characteristic features of the linear transformation of electromagnetic and plasma waves in an inhomogeneous magnetized plasma are discussed. The main attention is paid to a two-dimensional inhomogeneous plasma. It is shown that, the same as for one-dimensional inhomogeneity, the wave transformation is closely connected with the singularities of the wave field which appear in a cold plasma approximation. The types of the field singularities are analyzed, the field structure in the transformation region is studied, with the thermal motion of particles taken into account.

NONLINEAR EFFECTS AT HIGH-FREQUENCY PLASMA HEATING

A.G.Litvak, A.M.Sergeev

Modern concepts of the influence of nonlinear effects on the propagation and transformation of RF waves in magnetized plasma are reviewed. The main attention is paid to the wave beams self-focusing processes, ponderomotive deformation of the density profile and strong plasma turbulence. It is shown that these effects may be important in some scenarios of low-hybrid and electron-cyclotron heating of toroidal plasma.

THE DIAGNOSTICS OF PLASMA IN TOROIDAL SYSTEMS BY MEANS OF MICROWAVE RADIATION AT FREQUENCIES CLOSE TO HARMONICS OF ELECTRON GYROFREQUENCY

E.V.Suvorov, A.A.Fraiman

Some aspects of microwave diagnostics of hot plasma in toroidal systems, based on the use of RF radiation of the electron-cyclotron frequency range are considered. Specific features of plasma optical depth measurements on stellarators arising due to the peculiarities of magnetic field configuration are discussed, results of experimental investigations on L-2 stellarator being presented. The possibilities of investigation of supra-thermal electron energy spectrum in tokamaks, based on measurements of cyclotron emission and absorption in a tokamak plasma are analyzed.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ

Материалы Всесоюзного совещания

Редакторы Н.А.Городецкая, Н.Н.Кралина

Техн.редактор О.А.Сударик

Корректор И.С.Ипатова

МЦ 22610 : Подписано к печати 30.12.83 г.
Формат 60x90 1/16. Бумага книжно-журнальная.
Усл.печ.л. 26,1. Уч.-изд.л. 20,3. Тираж 500 экз.
Темплан 1983 г. Поз. 5. Цена 3 р. Заказ № 637

Отпечатано на ротапринте в Институте прикладной физики
АН СССР, 603600, г.Горький, ул.Ульянова, 46