

Конференция проходила уже 34-й раз и собрала на свои заседания значительное число участников из 68 научных центров России и 29 зарубежных научных организаций, подтвердив свой международный статус. Участники конференции активно обсуждали важнейшие проблемы физики плазмы, стоящие перед мировой наукой и техникой. Проведение конференции имеет большое значение для развития исследований по физике плазмы в России, и целесообразность ее проведения в дальнейшем не вызывает сомнения.

2. Уровень экспериментальных работ, выполненных российскими учеными на крупных отечественных установках в области магнитного удержания горячей плазмы и инерциального термоядерного синтеза, сохраняется высоким, а количество работ растет несмотря на физическое и моральное старение экспериментального и диагностического оборудования, снижение численности и старение научных коллективов.

3. Постоянно возрастает число работ, посвященных прикладным исследованиям в области физики плазмы, растет интерес к этим научным исследованиям среди научной молодежи, принявшей активное участие в работе конференции.

4. Остается все еще значительным число представленных на конференции работ, выполненных

российскими учеными в научных центрах за пределами России — Европе и США. Это указывает на то, что авторитет и научная квалификация российских ученых остаются высокими, и они востребованы мировым научным сообществом.

В целом XXXIV Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу стала важным событием, оказавшим влияние на развитие научных исследований и их координацию в ведущих научных центрах России и за рубежом.

Обзор подготовлен в рамках работ, выполняемых по программе гранта Президента Российской Федерации "Государственная поддержка ведущих научных школ" НШ-5382.2006.2.

Л и т е р а т у р а

1. Тез. докл. XXXIV Междунар. (Звенигородской) конф. по физике плазмы и УТС г. Звенигород, 12—16 февраля 2007 г. — М.: ЗАО НТЦ "ПЛАЗМАИОФАН", 2007. — 312 с. ISBN 978-5-212-01017-7/

2. <http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/Zvenigorod.html>

Статья поступила в редакцию 20 августа 2007 г.

Plasma physics and controlled nuclear fusion research in Russia: main achievements in 2006

I. A. Grishina, V. A. Ivanov, L. M. Kovrizhnyh, M. L. Nagaeva

A. M. Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Science, Moscow, Russia

A survey is given of the results of the XXXIV Zvenigorod annual international conference on plasma physics and controlled nuclear fusion held in Zvenigorod (Russia) on February 12—16, 2007. The main lines of research are analyzed, and tendencies in the development of plasma physics in Russia are outlined.

УДК 533.9

Особенности распространения и затухания быстрой магнитозвуковой волны в водородной плазме в магнитной ловушке стеллараторного типа

*А. И. Мещеряков, А. Е. Морозов, А. А. Голиков, И. Ю. Вафин,
М. С. Бережецкий, Ю. И. Нечаев*

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Исследованы процессы распространения и затухания волн, возбуждаемых полоидальной антенной в водородной плазме на частоте ионного циклотронного резонанса (ИЦР). Вы-

полнено измерение продольной компоненты волнового вектора и длины затухания, возбуждаемых в плазме волн, в режиме омического нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М. Измерены зависимости длины затухания быстрых магнитозвуковых волн от величины магнитного поля и сопротивления излучения антенны от плотности плазмы. Подобные комплексные измерения не проводились ранее в экспериментах по ИЦР-нагреву водородной плазмы на первой гармонике ионной циклотронной частоты в тороидальных магнитных ловушках.

Осуществление управляемых термоядерных реакций предполагает нагрев ионов плазмы до температур 20—60 кэВ. В настоящее время общепризнано, что достижение термоядерных параметров только за счет тока омического нагрева невозможно. Отсюда следует необходимость применения дополнительных методов нагрева. Среди них наибольшее распространение получили методы высокочастотного нагрева, в частности, ионно-циклотронного резонансного (ИЦР) нагрева плазмы [1—12]. Наиболее удобными для нагрева плазмы в диапазоне частот ИЦР оказались быстрые магнитозвуковые волны (БМЗВ). Эти волны хорошо распространяются в плотной плазме больших размеров, однако слабо поглощаются в условиях циклотронного резонанса. Это связано с изменением поляризации волны при приближении частоты ω к ионной циклотронной частоте. Левополяризованная компонента электрического поля волны E^+ , которая вращается в ту же сторону, что и ионы, в условиях резонанса становится очень малой [1]: $|E^+/E| \sim k_{\parallel} V_{Ti}/\omega \ll 1$, где k_{\parallel} — продольное волновое число, V_{Ti} — тепловая скорость ионов.

В настоящее время используют три механизма поглощения энергии БМЗВ: режим малой добавки, режим конверсии мод и нагрев на второй гармонике ионной циклотронной частоты. В режиме малой добавки БМЗВ распространяется в дейтериевой плазме, в которую для усиления эффекта поглощения волны добавляют небольшое количество водорода (или гелия). Частота волны соответствует ионной циклотронной частоте добавки. БМЗВ поглощается ионами добавки, и затем энергия передается ионам основной массы плазмы за счет кулоновских столкновений. Величина оптимальной добавки в этом режиме определяется соотношением

$$n'/n = k_{\parallel} * V_i / \omega_{ci}.$$

При увеличении концентрации добавки эффективность циклотронного поглощения падает, однако ионы добавки начинают влиять на дисперсию БМЗВ, и в области ион-ионного гибридного резонанса происходит конверсия БМЗВ в медленную волну, которая затем поглощается как на электронах за счет механизма затухания Ландау, так и на ионах плазмы в области ионного циклотронного резонанса.

Нагрев плазмы с помощью БМЗВ на второй гармонике ионного циклотронного резонанса в тороидальных ловушках небольших размеров не применяется, так как мощность, поглощаемая за счет циклотронного механизма, мала и определяется формулой [2]

$$P_i = \frac{\omega_{pi}^2}{8\sqrt{\pi}k_{\parallel}V_{Ti}} \left(\frac{k_{\perp}^2 V_{Ti}^2}{2\omega_{ci}^2} \right)^{n-1} \exp \left(- \frac{\omega - \omega_{ci}}{k_{\parallel}V_{Ti}} \right)^2 |E^+|^2, \quad (1)$$

где n — номер гармоники;

ω_{ci} — частота ионного циклотронного резонанса;

E^+ — амплитуда левополяризованной компоненты;

V_{Ti} — тепловая скорость ионов;

k_{\parallel}, k_{\perp} — продольное и поперечное волновые числа возбуждаемой волны, соответственно.

Видно, что отношение мощностей, поглощаемых в одинаковых условиях на первой и второй гармониках, соответственно, равно

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{k_{\perp}^2 V_{Ti}^2}{2\omega_{ci}^2}.$$

Для параметров плазмы в стеллараторе Л-2М это отношение составляет величину порядка 10^{-8} . Однако нагрев плазмы с помощью БМЗВ на второй гармонике ионного циклотронного резонанса с помощью БМЗ-волны является перспективным для горячей плазмы больших размеров, так как циклотронное поглощение волны возрастает с увеличением температуры ионов и объема плазмы.

На стеллараторе Л-2 были проведены эксперименты по ИЦР-агреву D+H-плазмы в режиме конверсии мод, показавшие нагрев ионов с эффективностью не хуже, чем на токамаках в аналогичных условиях [3]. Кроме того, был обнаружен новый эффект, который не нашел еще должного теоретического объяснения, а именно — эффективный нагрев ионов водородной плазмы на частоте ИЦР, несмотря на то, что циклотронное затухание БМЗВ в данных условиях должно быть незначительным [4]. В дальнейшем этот метод нагрева исследовался в экспериментах на токамаках ТО-2 [5], Т-11М [6] и на стеллараторе Н-Е [7]. Тем не менее этот метод нагрева недостаточно изучен и

экспериментально, и теоретически. Остается без ответа главный вопрос: о механизме нагрева ионов в центре вакуумного столба.

В данной работе исследуются процессы распространения и затухания волн, возбуждаемых пологой антенной в водородной плазме на частоте ионного циклотронного резонанса в режиме омического нагрева стелларатора Л-2М. Выполнено измерение продольной компоненты волнового вектора быстрых магнитозвуковых волн и длины затухания этих волн. Измерены зависимости сопротивления излучения антенны от плотности плазмы. Подобные комплексные измерения не проводились ранее в экспериментах по ИЦР-нагреву водородной плазмы на первой гармонике ионной циклотронной частоты в тороидальных магнитных ловушках. Они помогут выявить особенности распространения и затухания БМЗВ в тороидальной плазме стелларатора, имеющей сложную трехмерную структуру.

Измерение сопротивления излучения пологой антенны и длины затухания при ИЦР-нагреве водородной плазмы

Было выполнено измерение сопротивления излучения антенны.

Для возбуждения БМЗВ на стеллараторе Л-2М использовалась пологой антенна. Положение ее в камере стелларатора схематически показано на рис. 1. Здесь же даны расчетные магнитные поверхности для $\beta = 0,3 \%$, что соответствует энергосодержанию плазмы $W = 625$ Дж. Поверхность антенны, обращенная к плазме, повторяет поверхность сепаратрисы таким образом, чтобы расстояние от антенны до плазмы везде составляло 1 см. Из измерений ленгмюровскими зондами, выполненными на стеллараторе Л-2М, следует, что в области за сепаратрисой плотность плазмы падает на два порядка на расстоянии в один сантиметр [8].

Таким образом, антенна расположена в области, где плазма имеет достаточно низкую плотность $n_e \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$. Это обстоятельство позволило использовать не защищенную электростатическим экраном антенну, не опасаясь возможных пробоев в ней.

Величина сопротивления излучения антенны R_{load} определяется из соотношения

$$P_{\text{pl}} = \frac{1}{2} I_{\text{ан}}^2 R_{\text{load}},$$

где P_{pl} — мощность, поглощаемая в плазме;

$I_{\text{ан}}$ — амплитуда высокочастотного тока в антенне.

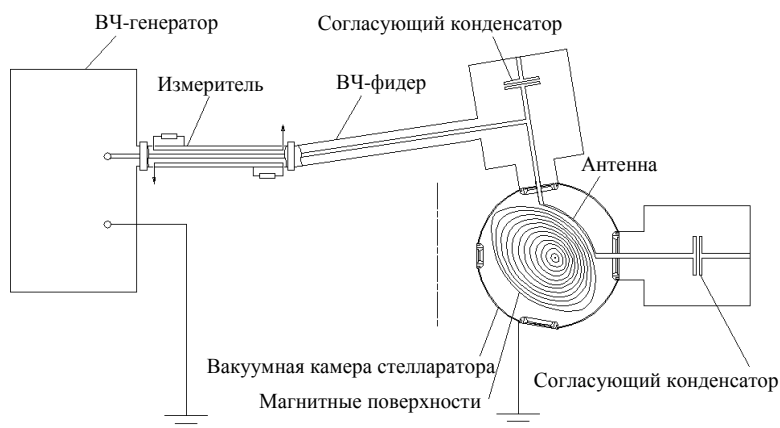
В отсутствие плазмы сопротивление излучения равно нулю. Сопротивление излучения антенны является характеристикой ее конструкции и зависит, например, от расстояния от антенны до плазмы, от антенны до обратного токопровода, от наличия электростатического экрана и т. д. Кроме того, эта величина характеризует и используемый метод нагрева и зависит от типа возбуждаемых волн и условий, влияющих на их распространение и затухание, т. е. от параметров плазмы. Цель исследования на данном этапе — измерение зависимостей сопротивления излучения от параметров плазмы для изучения свойств БМЗВ.

Измерения сопротивления излучения основаны на выделении падающей и отраженной волн в высокочастотном фидере и вычислении поглощенной мощности. Мощность, поглощаемая в нагрузке P_{ab} , определяется амплитудой падающей U_{in} и отраженной U_{out} волн

$$P_{\text{ab}} = \frac{U_{\text{in}}^2}{2\rho} - \frac{U_{\text{ref}}^2}{2\rho},$$

где ρ — волновое сопротивление фидера.

Рис. 1. Схематическое изображение расположения антенны внутри вакуумной камеры, ВЧ-фидера, измерителя амплитуды падающей и отраженной волн и ВЧ-генератора. Показаны также магнитные поверхности, вычисленные для среднего значения газокINETического давления $\langle \beta \rangle = 0,15 \%$



Выполнив два измерения поглощаемой мощности с плазмой P_1 и без плазмы P_0 , можно вычислить мощность, поглощаемую в плазме: $P_{pl} = P_1 - P_0$. Ток в антенне I_{an} также вычисляется из измерений падающей и отраженной волн

$$I_{an} = \frac{U_{an}}{\rho_{an}},$$

где $U_{an} = U_{in} \pm U_{ref}$ (плюс — если нагрузка больше волнового сопротивления фидера, минус — если меньше);

$\rho_{an} = L_{an} \omega$ — реактивное сопротивление антенны.

Для измерения был изготовлен прибор из участка фидера с проложенными внутри проводниками, образующими дополнительные линии (см. рис. 1). Отношение амплитуды волны в ответвителях к амплитуде волны в основном фидере для падающей и отраженной волн определяется соотношением [9]

$$\frac{U_{in}}{U_0} = \frac{U_{ref}}{U_0} = \frac{\ln \frac{R_0}{r}}{\ln \frac{R_0}{r_0}} \sin kl,$$

где R_0 , r_0 — радиусы центрального проводника и оплетки фидера;

r — расстояние от центра фидера до дополнительного проводника;

l — длина дополнительного проводника;

k — волновое число волны, распространяющейся в фидере.

В нашем приборе это отношение равно $U_{in}/U_0 = U_{ref}/U_0 = 1,33 \cdot 10^{-3}$. Проверка работоспособности измерителя выполнена на известных активных сопротивлениях (рис. 2). Видно, что ошибка измерения амплитуды падающей и отраженной волн в фидере в данном приборе не превышает 10 %.

Измерения сопротивления излучения антенны выполнены в режиме омического нагрева водородной плазмы. На рис. 3 приведены временной ход тока омического нагрева, плотности плазмы, величины сопротивления излучения антенны и тороидального магнитного поля стелларатора в разряде № 61464. Мощность омического нагрева составляла величину около 60 кВт, а мощность ИЦР-нагрева $P_{ICRH} = 0,5$ кВт. Электронная температура, измеренная спектрометром мягкого рентгеновского излучения, на стационарной стадии разряда равна $T_e = 310$ эВ. Видно, что сопротивление излучения увеличивается с ростом плотности в начале разряда и, наоборот, уменьшается с уменьшением плотности в конце разряда. На стационарной стадии разряда сопротивление излучения достигает величины $R_{load} = 0,9$ Ом для плазмы

со средней плотностью $n_e = 2,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (см. рис. 3). Используя результаты этого разряда, построили зависимость сопротивления излучения антенны от плотности плазмы (рис. 4, а).

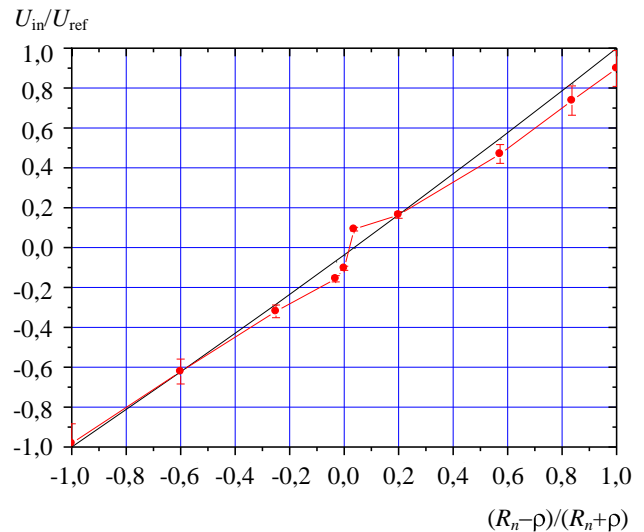


Рис. 2. Тестирование измерителя падающей и отраженной волн на известных активных сопротивлениях R_n . Зависимость отношения амплитуды отраженной волны к падающей волне от величины $(R_n - \rho)/(R_n + \rho)$, где ρ — волновое сопротивление фидера

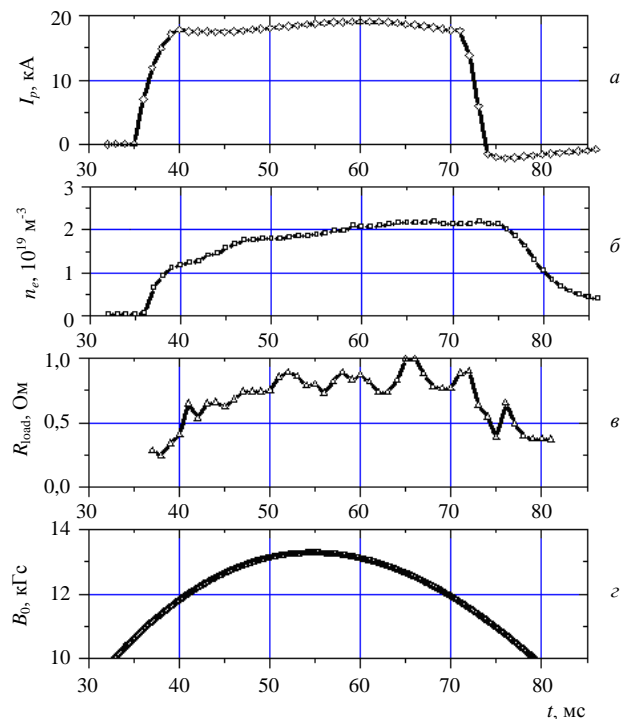


Рис. 3. Временной ход параметров плазмы в режиме омического нагрева в импульсе № 61464:

а — ток омического нагрева; б — средняя по центральной хорде плотность плазмы; в — сопротивление излучения антенны (уровень вводимой мощности $P = 0,5$ кВт); з — величина магнитного поля в центре плазменного шнура

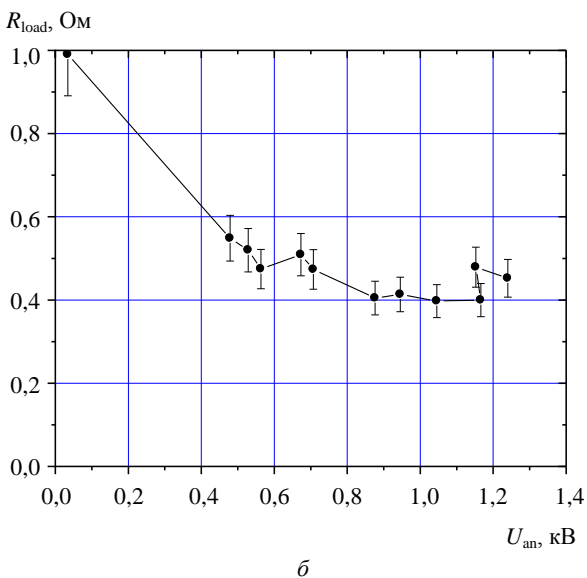
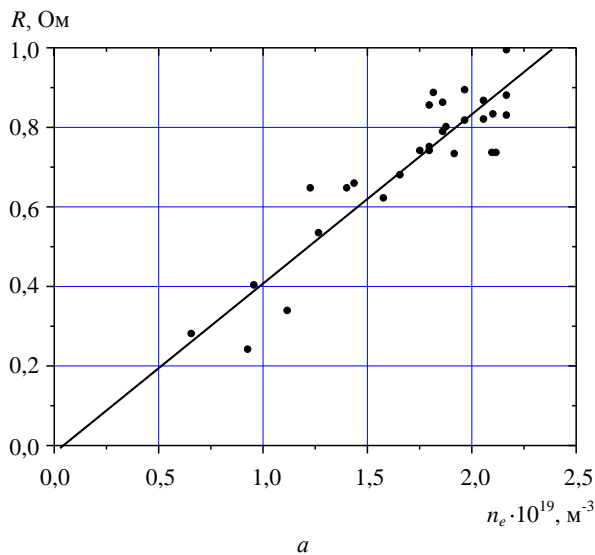


Рис. 4. Зависимость сопротивления излучения антенны от плотности плазмы в режиме омического нагрева в импульсе № 61464 (а) и от высокочастотного напряжения, поданного на антенну (б)

Как уже отмечалось, антенна не была защищена электростатическим экраном. Поэтому, возможно, электростатические поля оказывают влияние на окружающую антенну плазму и изменяют ее параметры при большой амплитуде. Чтобы исследовать это влияние, мы измерили зависимость сопротивления излучения от напряжения на антенне (см. рис. 4, б). Видно, что при увеличении напряжения на антенне сопротивление излучения уменьшается и при напряжении $U_{an} = 20$ кВ достигает насыщения. На возбуждение БМЗВ не влияет плазма, окружающая антенну, так как эти волны являются объемными и существуют при достаточно плотной плазме. Возможно, что электростатический экран исключает влияние мощности нагрева на величину сопротивления излучения.

В этом же режиме работы стелларатора проведено измерение зависимости длины затухания БМЗВ от магнитного поля (рис. 5). Вычисление величины длины затухания волн выполнено по сигналам зондов в моменты времени, когда возникают так называемые тороидальная мода и антимода по методике, описанной в [9]. Видна сильная зависимость длины затухания от магнитного поля при $B < B_{ci}$. При уменьшении магнитного поля область циклотронного поглощения смещается из центра на периферию плазменного столба, при этом поглощение БМЗВ уменьшается, а длина затухания — увеличивается, т. е. максимальное затухание БМЗВ наблюдается, когда в центре плазменного шнура расположена резонансная область.

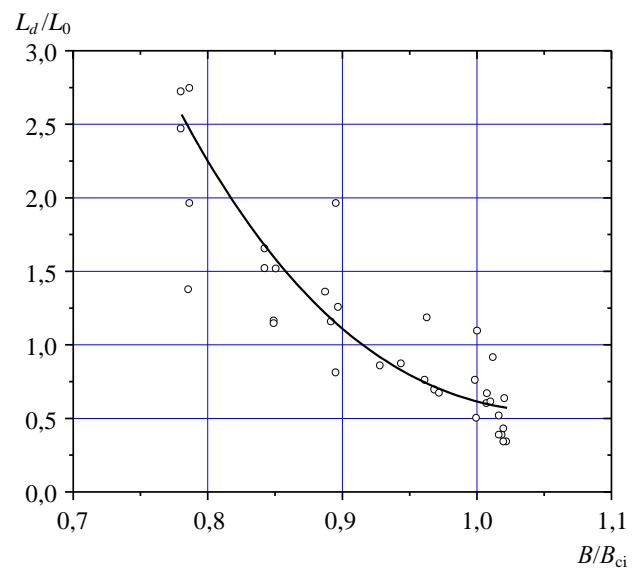


Рис. 5. Зависимость длины затухания БМЗВ от тороидального магнитного поля стелларатора в режиме омического нагрева водородной плазмы

Измерение спектральной зависимости БМЗВ

Для измерения фазовой скорости и спектральной зависимости БМЗВ была использована диагностика, состоящая из набора магнитных зондов и регистрирующей аппаратуры, основу которой составляет осциллографическая плата ЛА-н25.

Магнитный зонд представляет собой небольшую катушку диаметром 6 мм, имеющую 12 витков, закрытую электростатическим экраном. Зонд помещен в контейнер, имеющий керамический колпачок, отделяющий вакуумный объем стелларатора и магнитный зонд. Такая конструкция позволяет менять поляризацию магнитного зонда, не нарушая вакуум в установке. Пять таких магнитных зондов размещены в пяти патрубках с внутренней стороны стелларатора (рис. 6). В данной

работе измерялась B_z -компонента магнитного поля волны (z — направление вдоль магнитного поля). БМЗВ — объемная волна (рис. 7), которая согласно расчетам, приведенным ниже, имеет отличную от нуля B_z -компоненту вблизи стенок камеры (рис. 8). Это обстоятельство позволило нам, используя магнитные зонды, расположенные внутри камеры стелларатора вблизи ее стенок и отстоящие от сепаратрисы на некоторое расстояние, измерять характеристики именно БМЗВ. Сигнал магнитного зонда — синусоида с частотой, равной частоте генератора. Поэтому информацию несут только ам-

плитуда и фаза этого сигнала. Фазовые соотношения двух сигналов позволяют определить фазовую скорость распространения БМЗВ, а амплитудные — длину затухания волны вдоль тора. Выполнено измерение фазовой скорости и продольного волнового числа. Сигналы от двух зондов, расположенных в камере стелларатора на различных расстояниях от сечения ввода ВЧ-мощности, регистрируются с помощью осциллографической платы ЛА-н25. Частота оцифровки данной платы $\nu_0 = 5, 10$, или 20 мегаотсчетов в секунду, а амплитудное разрешение — 10 бит (2^{10} точек).

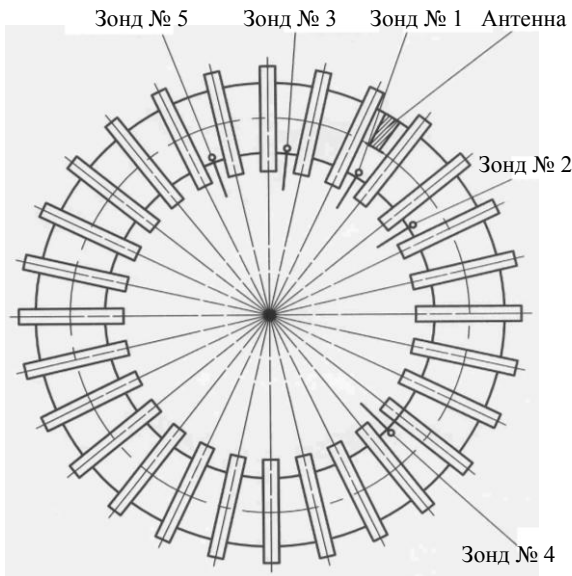


Рис. 6. Схема расположения магнитных зондов на стеллараторе Л-2М

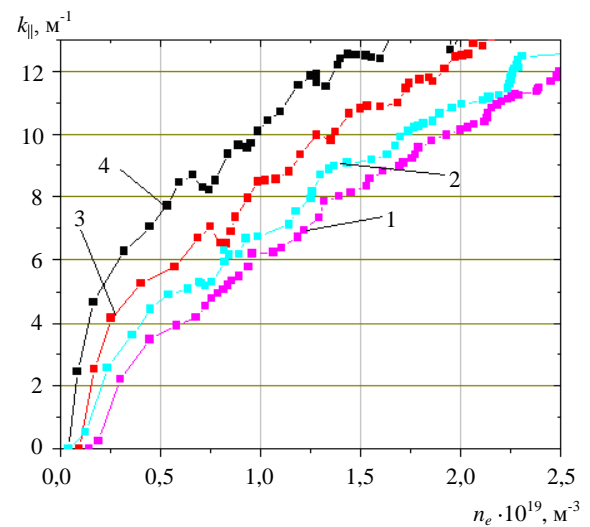


Рис. 7. Экспериментальные спектральные кривые, измеренные в режиме омического нагрева для четырех значений магнитного поля:

1 — $B \approx B_{ci}$; 2 — $B = 0,95 B_{ci}$;
3 — $B = 0,9 B_{ci}$; 4 — $B = 0,82 B_{ci}$

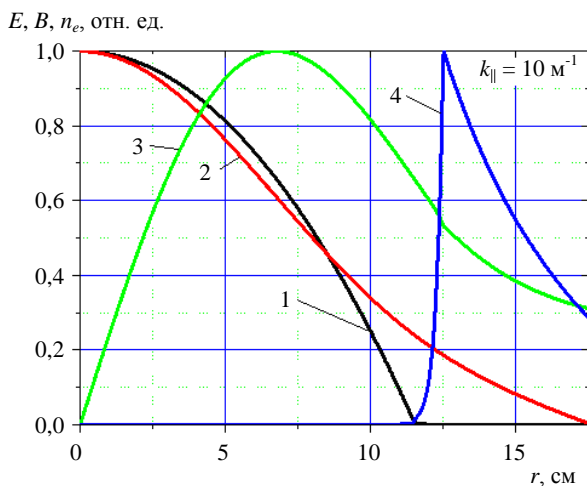


Рис. 8. Расчетные профили компонент полей БМЗВ и профиля плотности плазмы:

1 — профиль плотности плазмы, задаваемый в расчетах;
2, 3 — E_r, B_z — компоненты поля волны; 4 — E^r — левополяризованная компонента поля волны, отвечающая за нагрев ионов

Считывание данных осуществлялось с частотой, близкой к частоте волны, распространяющейся в плазме. В результате в память компьютера записывается сигнал биения двух частот: частоты распространяющейся волны и частоты считывания сигнала осциллографической платой. Легко показать, что сдвиг фаз сигналов от двух зондов (например, зондов № 3 и 5) на частоте генератора передается на записанные сигналы с частотой биений. Действительно, если частота считывания осциллографической платы равна $\nu_0 = 1/T_0 = 20$ МГц, а частота генератора $f_g = \nu_0 + \Delta\nu_0 = 20,02$ МГц, то сигналы зондов в моменты времени $t_n = nT_0$ будут равны

$$\begin{cases} x_3(t_n) = x_{03} \sin(\omega t_n) \\ x_5(t_n) = x_{05} \sin(\omega t_n + \Delta\varphi); \end{cases} \quad \begin{cases} x_3(t_n) = x_{03} \sin(\omega n T_0) \\ x_5(t_n) = x_{05} \sin(\omega n T_0 + \Delta\varphi), \end{cases}$$

где $\omega = 2\pi f_g$, а $n = 0, 1, 2, 3 \dots$ — номер считывания амплитуды сигнала осциллографической платой.

Так как $\omega = 2\pi f_g = 2\pi(\nu_0 + \Delta\nu_0) = 2\pi\nu_0 + 2\pi\Delta\nu_0$, то

$$\begin{cases} x_3(t_n) = x_{03} \sin(2\pi n + 2\pi n \frac{\Delta\nu_0}{\nu_0}) \\ x_5(t_n) = x_{05} \sin(2\pi n + 2\pi n \frac{\Delta\nu_0}{\nu_0} + \Delta\varphi), \end{cases}$$

или

$$\begin{cases} x_3(t_n) = x_{03} \sin(2\pi n \frac{\Delta\nu_0}{\nu_0}) \\ x_5(t_n) = x_{05} \sin(2\pi n \frac{\Delta\nu_0}{\nu_0} + \Delta\varphi), \end{cases}$$

или

$$\begin{cases} x_3(t_n) = x_{03} \sin(2\pi \Delta\nu_0 n T_0) \\ x_5(t_n) = x_{05} \sin(2\pi \Delta\nu_0 n T_0 + \Delta\varphi), \end{cases}$$

или

$$\begin{cases} x_3(t) = x_{03} \sin(2\pi \Delta\nu_0 t) \\ x_5(t) = x_{05} \sin(2\pi \Delta\nu_0 t + \Delta\varphi). \end{cases}$$

Другими словами, сдвиг фаз $\Delta\varphi$ двух сигналов с частотой биений такой же, как и сдвиг фаз сигналов несущей частоты. Эта процедура позволяет использовать не очень быстрое АЦП для записи в файл и измерения амплитуды и сдвига фаз двух высокочастотных сигналов, если только амплитуда сигнала меняется медленнее, чем время периода биения, т. е. при условии $t_{\text{dev}} \ll 1/\Delta\nu_0$. В нашем случае это время составляет $1/\Delta\nu_0 = T_0 = 50$ мкс.

По сдвигу фаз $\Delta\varphi$ сигналов двух зондов, разнесенных на расстояние Δl , определялась фазовая скорость распространения волны вдоль тора $V_\varphi = \Delta l/\Delta t$, где $\Delta t = (\Delta\varphi/2\pi)T$, и продольное волновое число $k_{||} = \omega/V_\varphi$.

В режиме омического нагрева плазмы была измерена фазовая скорость возбуждаемой волны. Эксперименты проводились в режиме с боронизацией стенок вакуумной камеры. Ток омического нагрева составлял, как правило, $I_p = 18\text{—}19$ кА, а напряжение на обходе $U_{\text{loop}} = 3\text{—}3,5$ В. Электронная температура, измеренная рентгеновским спектрометром KeveX, равнялась $T_e = 300$ эВ. В плазме с плотностью $n_e = 2,0 \cdot 10^{19}$ м⁻³ измеренная фазовая скорость равнялась $V_f = 1,2 \cdot 10^7$ м/с. Фазовая скорость оказалась несколько больше альфвеновской скорости: $V_A = 1,9 \cdot 10^6$ м/с, что соответствует теоретическим представлениям о БМЗВ. На рис. 5 приведен временной ход плотности плазмы и продольного волнового вектора $k_{||}$ БМЗВ, измеренного данной методикой. Видно, что с ростом плотности увеличивается продольное волновое число возбуждаемой волны. Используя эту методику, в режиме омического нагрева также измерили зависимость $k_{||} = f(n_e)$ для трех значений магнитного поля в плазме (см. рис. 7).

Результаты численного моделирования распространения БМЗ-волны

Моделирование распространения БМЗВ выполнено для цилиндрической плазмы, в которой свойства плазмы не меняются вдоль координат z и φ . По радиусу предполагается произвольная зависимость параметров плазмы. Внешнее магнитное поле имеет только продольную компоненту B_z , однородную по сечению плазменного столба. Решение волнового уравнения будем искать в виде

$$E = E(r) \exp(-i\omega t + im\varphi + ik_{||}z),$$

где ω — частота генератора; m и $k_{||}$ — азимутальное и продольное волновые числа, соответственно.

Плазму будем описывать в рамках магнитной гидродинамики, используя приближение холодной бесстолкновительной плазмы. Использование этой модели оправданно в нашем случае, так как плазма в стеллараторе Л-2М достаточно плотная и не слишком горячая. Действительно, условия применимости этой модели имеют вид [10]

$$\omega \gg \nu_\alpha, \quad 1/k \ll V_{T\alpha}/\nu_\alpha, \quad \omega/k \gg V_{T\alpha}, \\ |\omega - \omega_{c\alpha}| \gg k_z V_{T\alpha}, \quad |\omega - \omega_{c\alpha}| \gg \nu_\alpha, \quad \omega_{c\alpha} \gg k_\perp V_{T\alpha},$$

где $\nu_\alpha = \sum \nu_{\alpha\beta}$ — сумма частот столкновений частиц плазмы;

$$V_{T\alpha} \text{ — тепловая скорость частиц сорта } \alpha.$$

Эти условия выполняются в режиме омического нагрева, когда средняя плотность плазмы составляет величину $\langle n_e \rangle = (1\text{—}4) \cdot 10^{19}$ м⁻³, а электронная температура $T_e = 200\text{—}300$ эВ, если час-

тока генератора не очень близка к циклотронной $|\omega - \omega_{c\alpha}|/\omega_{c\alpha} > 0,05$.

Для холодной бесстолкновительной плазмы в однородном магнитном поле диэлектрический тензор имеет вид [10]

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}.$$

Далее, используя низкочастотную аппроксимацию $\omega \ll \omega_{ce}$ или $\varepsilon_{\parallel} \gg (n_{\perp})^2$, $\varepsilon_{\parallel} \gg (n_{\perp} n_{\parallel})$ [11], уравнения Максвелла можно свести к одному дифференциальному уравнению второго порядка относительно E_{φ} -компоненты

$$E_{\varphi}'' + \frac{1}{x}(1 - m^2\alpha)E_{\varphi}' + (n_{\perp}^2 - \frac{m^2 + 1}{x^2} + \frac{m}{x^2}\beta)E_{\varphi} = 0, \quad (2)$$

где $x = rk_0$ — безразмерный радиус;

$k_0 = \omega/c$, m — азимутальное волновое число;

$$n_{\perp}^2 = (\varepsilon_1 - n_{\parallel}^2) - \frac{g^2}{\varepsilon_1 - n_{\parallel}^2} \quad \text{— поперечный показатель}$$

преломления;

$$n_{\parallel} = \frac{k_{\parallel}}{k_0} \quad \text{— продольный показатель преломления;}$$

$$\alpha = \frac{2 + \frac{x\varepsilon_1'}{\varepsilon}}{x^2\varepsilon - m^2} \quad \text{и} \quad \beta = \alpha \cdot (x^2g - m) - \frac{xg'}{\varepsilon} \quad \text{— вели-$$

чины, зависящие в том числе от производных по безразмерному радиусу x от элементов тензора ε_1 и g .

Остальные компоненты волны выражаются через E_{φ} следующим образом:

$$B_r = -n_{\parallel}E_{\varphi}, \quad E_r = -i\frac{g}{\varepsilon}E_{\varphi} - \frac{m}{x\varepsilon}B_z,$$

$$B_{\varphi} = n_{\parallel}E_r, \quad E_z = 0,$$

$$B_z = -\frac{i}{x\gamma^2}\frac{\partial}{\partial x}(xE_{\varphi}) + \frac{im}{x\gamma^2}\frac{g}{\varepsilon}E_{\varphi},$$

$$\text{где } \gamma^2 = 1 - \frac{m^2}{x^2\varepsilon}.$$

Граничные условия для этого уравнения имеют вид $E_{\varphi}(r=0)$ — ограничена, а $E_{\varphi}(r=R) = 0$, так как стенка вакуумной камеры предполагается проводящей с бесконечной проводимостью.

Уравнение (2) решалось численно методом Рунге—Кутты. Решение, удовлетворяющее граничным условиям, является собственным. На рис. 8 представлены радиальные распределения компонент E_{φ} и B_z БМЗВ для собственного значения с волновыми числами $m = 1$, $\nu_k = 1$ и $k_{\parallel} = 10 \text{ м}^{-1}$.

Здесь же представлена левополяризованная компонента E^+ , отвечающая за циклотронное поглощение волны ионами, так как мощность, поглощаемая ионами за счет циклотронного механизма, определяется соотношением (1).

Собственному решению соответствует определенный профиль плотности плазмы. Нами была построена спектральная кривая, т. е. зависимость k_{\parallel} от средней плотности плазмы для собственных значений профиля плотности (рис. 9). Здесь приведены моды с азимутальным и радиальным волновыми числами $m = 1$ и $\nu_k = 1$.

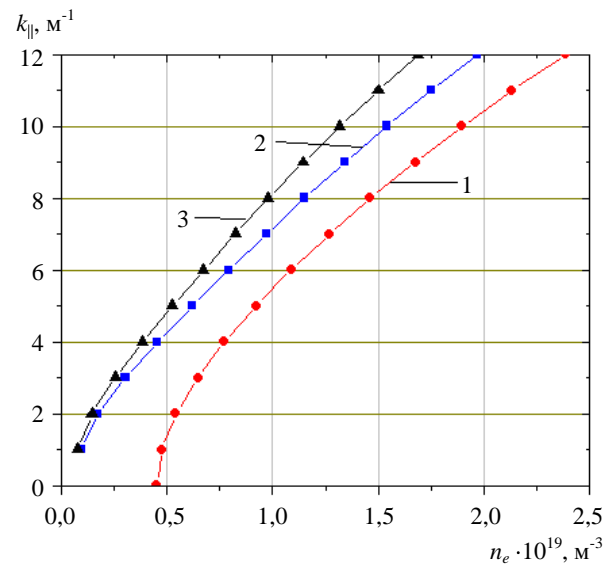


Рис. 9. Расчетные спектральные кривые для различных магнитных полей:

1 — $B \approx B_{ci}$; 2 — $B = 0,9 B_{ci}$; 3 — $B = 0,8 B_{ci}$

Чтобы оценить влияние магнитного поля на спектр возбуждаемых волн, были вычислены спектральные кривые для нескольких магнитных полей: $B = B_{ci}$, $B = 0,9 B_{ci}$ и $B = 0,8 B_{ci}$ (см. рис. 9).

На рис. 10 приведены экспериментальные спектральные точки (кривая 3) и расчетные кривые. Расчет выполнен для реального профиля плотности плазмы и двух значений магнитного поля: $B = B_{ci}$ и $B = 0,9 B_{ci}$. Приведены также две теоретические кривые потому, что импульс омического разряда длится более 35 мс; он начинается в условиях, когда магнитное поле $B = 0,9 B_{ci}$, а в середине разряда $B = B_{ci}$. Поэтому экспериментальные точки должны начинаться на кривой 2 и затем плавно перемещаться на кривую 1 (см. рис. 10). Следует отметить хорошее согласие экспериментальной кривой и расчетной в области порога возбуждения БМЗВ (кривая 2), когда магнитное поле $B = 0,9 B_{ci}$, а также положение точек для плотностей больших $n_e = 1,0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ вблизи кривой 1, когда магнитное поле близко к циклотронному.

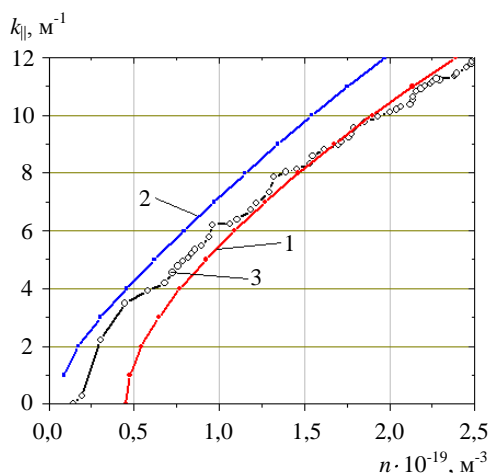


Рис. 10. Сравнение экспериментальной и расчетных спектральных зависимостей.

Экспериментальная зависимость (кривая 3) измерена в магнитном поле, меняющемся во времени согласно рис. 3, г.

Расчетные зависимости построены для двух значений продольного магнитного поля:

1 — $B = B_{ci}$; 2 — $B = 0,9 B_{ci}$

Заключение

Выполненные диагностики позволяют проводить измерения сопротивления излучения антенны и фазовой скорости во времени в течение всего импульса стелларатора Л-2М. В режиме омического нагрева после проведенной боронизации вакуумной камеры и при условии, что мощность ИЦР-нагрева не превышает 1 кВт, измерены сопротивление излучения антенны и его зависимость от плотности плазмы. Сопротивление излучения линейно растет с ростом плотности плазмы.

Зависимость длины затухания БМЗВ от величины магнитного поля показывает сильное затухание этих волн в условиях, когда зона ионного циклотронного резонанса расположена в центре плазменного столба.

Измерение фазовой скорости волн подтверждает, что в плазме стелларатора Л-2М при плотности $\langle n_e \rangle = (1,0—2,0) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ возбуждаются БМЗВ. Спектральная кривая, т. е. зависимость $k_{\parallel} = f(n_e)$, измерена в режиме омического нагрева. В рамках модели холодной бесстолкновительной плазмы для одномерной цилиндрической геометрии выполнено моделирование процессов распростране-

ния быстрых магнитозвуковых волн. Обнаружено сильное влияние профиля плотности плазмы на спектр возбуждаемых волн. Получено хорошее согласие расчетных спектральных кривых и экспериментальных точек для тороидального магнитного поля, соответствующего расположению ионного циклотронного резонанса в центре плазмы.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-02-13578 офи_ц) и гранта Президента РФ НШ-5382.2006.2.

Литература

1. Лонгинов А. В., Степанов К. Н. О высокочастотном нагреве неоднородной плазмы: Препринт ХФТИ-72-1. — Харьков, 1972. — 31 с.
2. Sharer J. E., McVey B. D., Mau T. K. Fast-wave ion-cyclotron and first-harmonic heating of large tokamaks// Nucl. Fusion, 1977. V. 17. № 2. P. 297—304.
3. Batyuk V. A., Grebenshchikov S. E., Kovan I. A. et al. ICR plasma heating in L-2 Stellarator// 3rd Joint Varenna-Grenoble International Symposium. — Grenoble, 1982. V. 1. P. 273—283.
4. Батюк В. А., Воронов Г. С., Гунтиус Е. Ф. и др. Исследование нагрева плазмы в стеллараторе Л-2 на первой гармонике ионно-циклотронной частоты// Физика плазмы. 1987. Т. 13. Вып. 3. С. 259—267.
5. Artemenkov I. J., Akhmerov N. A., Bogdanov V. F. et al. Plasma heating on Fundamental Ion Cyclotron Frequency in the TO-2 Tokamak// Proc. 10th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fus. Research, IAEA. — London, 1984. V. 1. P. 815.
6. Родионов Н. Б., Азизов Э. А., Алексеев А. Г. и др. Экспериментальное исследование и численное моделирование ионного циклотронного нагрева водородной плазмы на токамаке Т-11М// Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 2. С. 101—112.
7. Mutoh T., Motojima O., Sato M. et al. ICRF Heating of Currentless Plasma in Heleotron E// Proc. 11th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fus. Research. — Kyoto, 1986. V. 3. P. 473—480.
8. Berezhetskii M. S., Budaev V. P., Ivanov R. S. et al. Structure of the plasma and Energy balance near the limiter in the L-2 stellarator// J. of Nucl. Materials. 1989. № 162—164. P. 831—838.
9. Кузнецов В. Д. Система коллективного приема телевидения на 12 каналов// Радиотехника. 1957. № 10. С. 36.
10. Батюк В. А., Гребеничиков С. Е., Мещеряков А. И. и др. Собственные моды в стеллараторе Л-2 при ИЦР-нагреве: Препринт ИОФАН №352. 1986. С. 18.
11. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высшая школа, 1988. — 424 с.
12. Stix T.// Nucl. Fusion. V. 15. № 5. P. 737.

Статья поступила в редакцию 27 августа 2007 г.

Features of distribution and attenuation of a fast magnetosonic wave in hydrogen plasma in a magnetic trap of the stellarator type

A. I. Meshcheryakov, A. E. Morozov, A. A. Golikov, I. Yu. Vafin,
M. S. Berezhetsky, Yu. I. Nechaev

A. M. Prokhorov's General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Consideration is made to processes of distribution and attenuation of the waves raised by a poloidal aerial in hydrogen plasma on frequency of the ion cyclotron resonance. Measurement of longitudinal components of a wave vector and length of the wave attenuation has been executed in a mode of ohmic heating the plasma in the L-2M stellarator. Dependences of the length of attenuation for fast magnetosonic waves from a magnetic field value and the resistance of radiation of the aerial from density of plasma have been investigated. Similar complex measurements were not spent earlier in experiments on ICR heating of a hydrogen plasma on the first harmonic of the ion cyclotron frequency in toroidal magnetic traps.

УДК 533.924

Формирование прочного микрорельефа на поверхности Co—Cr-сплава при взаимодействии с микроплазменными разрядами

В. А. Иванов, М. Е. Коньжев, А. М. Спиринов, А. А. Дорофеев, Т. И. Камолова
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Л. И. Куксенова, В. Г. Лаптева
Институт машиноведения им. А. А. Благонравова РАН, Москва, Россия

Р. Х. Залавутдинов
Институт физической химии и электрохимии им. А. Н. Фрумкина РАН, Москва, Россия

Экспериментально исследовано сильное локальное взаимодействие импульсных микроплазменных разрядов с металлическим кобальтово-хромистым (Co—Cr)-сплавом. Измерены значения электронной плотности и температуры импульсной плазмы, необходимые для устойчивого возбуждения микроплазменных разрядов на поверхности образцов из Co—Cr-сплава. В результате многократной микроплазменной обработки этих образцов в их приповерхностном слое формируется сплошная переплавленная область, характеризующаяся сильно модифицированными физико-химическими свойствами материала. После микроплазменной обработки поверхность образцов приобретает прочный микрорельеф, который улучшает поверхностную адгезию Co—Cr-сплава с керамикой при изготовлении различных металлокерамических структур.

В современных методах обработки металлов используются такие эффективные источники концентрированной энергии, как плазма, лазеры, пучки заряженных частиц [1]. В России и в технологически развитых странах существуют экспериментальные и промышленные методы и установки, использующие для упрочнения и закалки металлов мощное лазерное излучение, электронные и ионные пучки. В силу фундаментальных физических причин лазерные методы имеют низкую энергетическую эффективность: энергетические затраты

значительно превосходят десятки киловатт-часов сетевой электроэнергии на квадратный сантиметр обработанной поверхности изделия. Применение сложных технических устройств для фокусировки и сканирования лазерного излучения и потоков заряженных частиц по поверхности обрабатываемых изделий требует значительных материальных затрат и привлечения высококвалифицированного персонала. Кроме того, использование лазеров или пучков частиц для обработки металлических изделий со сложной формой поверхности наталкивает