

4. Meshcheryakov A. I. et al.// Plasma Fusion Res. SERIES 1998. V. 1. P. 350.
5. Akulina D. K. et al.// Plasma Physics Reports. 2003. V. 29. P. 1028—1033.
6. Berezhetskii M. S. et al.// J. Nucl. Materials. 1989. V. 162—164. P. 831—838.
7. Voronov G. S.// ADNDT. 1997. V. 65. P. 1—35.
8. www.silar.ru
9. Doyle et al. Progress in the ITER Physics Basis// Nuclear Fusion. 2007. V. 47. № 6. P. S82.
10. Okamura S. et al.// 20th IAEA Fusion Energy Conference. — Portugal. 2004. EX/8-5Ra.
11. Knyazev A. V., Letunov A. A., Logvinenko V. P.// Instruments and Experimental Techniques. 2006. V. 47. P. 230.
12. Летунов А. А., Логвиненко В. П., Завьялов В. В.// Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 3. С. 226—230.
13. Саенко В. В.// 35 EPS Plasma Physics Conference. D5.010, 2008, Крит, Греция.

Статья поступила в редакцию 8 июля 2008 г.

Research of transition in a condition of plasma keeping with a marginal transport barrier at electron-cyclotron heating in the L-2M stellarator

G. S. Voronov, D. K. Akulina, G. M. Batanov, M. S. Berezhetsky, D. G. Vasilkov, I. J. Vafin, E. V. Voronova, G. A. Gladkov, S. E. Grebenchikov, I. A. Grishin, L. V. Kolik, N. F. Larionov, A. A. Letunov, V. P. Logvinenko, A. I. Meshcheryakov, J. I. Nechaev, A. E. Petrov, K. A. Sarksyanyan, N. N. Skvortsova, O. I. Fedyanin, N. K. Kharchev, J. V. Kholnov, S. V. Shchepetov
General Physics Institute of Russian Academy of Science, Moscow, Russia

The mode of keeping the plasma with a marginal transport barrier (MTB) has been found out after boroning the L-2M stellarator vacuum chamber. Two modes of plasma keeping are realized depending on a specific power of heating: the MTB mode to be obviously expressed, in which a temperature jump and sharp increase of a T_e gradient are observed on an edge of plasma, and the mode without MTB, in which T_e smoothly falls down to the edge of plasma. The value of the threshold powder for transition in the MTB mode is $P_{th} = 8 \cdot 10^{-18} n_e$ kW. Value of P_{th} and a kind of dependence of P_{th}/n_e coincides with scaling for tokamaks to 1.5. It is observed broadening a structure of $T_e(r)$ in the central part of plasma at the MTB mode.

PACS: 52.55.Hc

УДК 533.9

Ионный циклотронный резонансный нагрев водородной плазмы в стеллараторе Л-2М

А. И. Мещеряков, М. С. Бережецкий, А. Е. Морозов, Ю. И. Нечаев
Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

В условиях ионного циклотронного резонансного (ИЦР) нагрева водородной плазмы измерено сопротивление излучения полоидальной антенны, установленной в вакуумной камере в установке "Стелларатор Л-2М". Получена зависимость сопротивления излучения антенны от средней плотности плазмы. В условиях, когда магнитное поле в установке меньше резонансного циклотронного для греющего высокочастотного излучения частотой 20 МГц, обнаружено возбуждение в плазме до десяти тороидальных резонансных мод колебаний с различными волновыми числами $K = 1—10 m^{-1}$. Эти же моды получены в результате компьютерного моделирования процессов возбуждения и распространения быстрых магнитозвуковых волн. Подтверждено возбуждение тороидальных мод в плазме с помощью магнитных зондов. Путем моделирования сигналов магнитных зондов и их сравнения с экспериментальными данными установлено, что тороидальные моды возникают при распространении быстрых магнитозвуковых волн в направлении тороидального магнитного поля стелларатора.

PACS: 52.50.-b

Введение

Осуществление управляемых термоядерных реакций предполагает нагрев ионов плазмы до

температур 20—60 кэВ. Общеизвестно, 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, ИЦР-нагрева плазмы. Наиболее удобными для нагрева плазмы в диапазоне частот ИЦР оказались быстрые магнитозвуковые волны (БМЗВ). Они 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; нагрев на второй гармонике ионной циклотронной частоты (ИЦЧ).

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 ИЦЧ добавки. БМЗВ поглощается ионами добавки, затем энергия передается ионам основной массы плазмы за счет кулоновских столкновений. Величина оптимальной добавки в этом режиме определяется соотношением

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

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 ИЦР.

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

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

где n — номер гармоники;

ω_{ci} — частота ИЦР;

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 на 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 ИЦР 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-нагреву 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 экспериментально и теоретически. Остается без ответа главный вопрос: о механизме нагрева ионов в центре вакуумного столба.

В данной работе исследуется влияние параметров плазмы, таких как плотность и продольное магнитное поле, на процессы возбуждения полоидальной антенной и распространения быстрых магнитозвуковых волн в водородной плазме на частоте ИЦР в режиме омического нагрева стелларатора Л-2М.

Измерение сопротивления излучения полоидальной антенны

В настоящей работе выполнено измерение сопротивления излучения антенны. Для возбуждения БМЗ-волн на стеллараторе Л-2М использовалась полоидальная антенна. Положение последней в камере стелларатора схематически показано на рис. 1, а. Здесь же (см. рис. 1, б) показаны расчетные магнитные поверхности для $\langle \beta \rangle = 0,3\%$, что соответствует энергосодержанию плазмы $W = 625$ Дж.

Поверхность антенны, обращенная к плазме, повторяет поверхность сепаратрисы таким образом, чтобы расстояние от антенны до плазмы всюду 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 1 см.

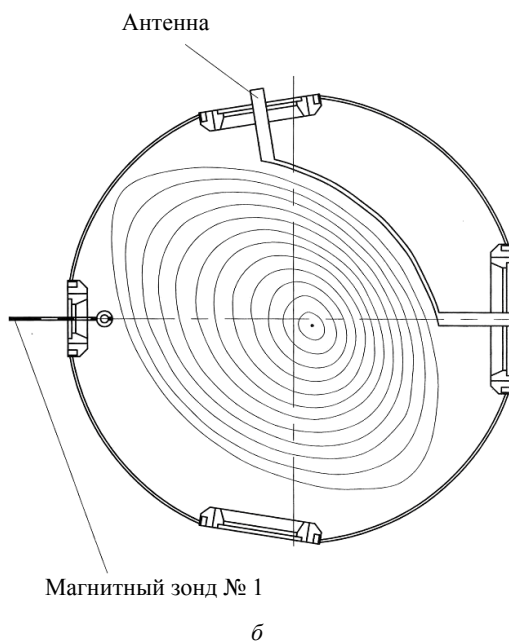
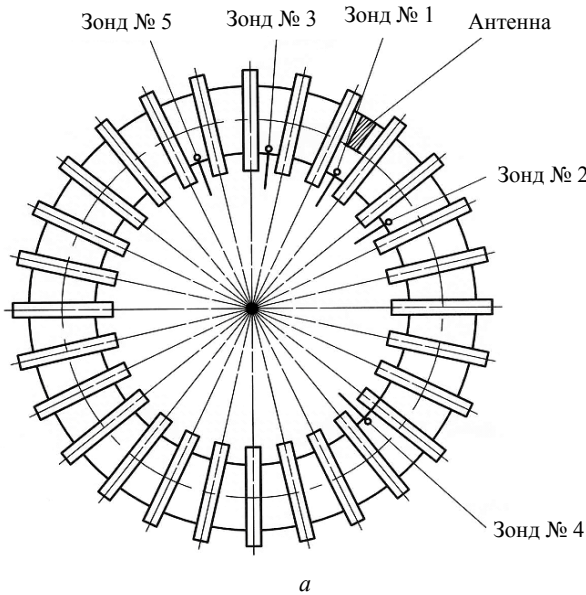


Рис. 1. Схематическое изображение стелларатора, ВЧ-антенны и магнитных зондов:

a — вид стелларатора сверху (показано положение антенны и магнитных зондов); *б* — схематическое изображение расположения антенны внутри вакуумной камеры и положение магнитного зонда в поперечном сечении камеры стелларатора (показаны также магнитные поверхности, вычисленные для среднего значения газокINETического давления $\langle \beta \rangle = 0,15$ %)

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 антенну, не защищенную электростатическим экраном, не опасаясь возможных пробоев в антенне.

Величина сопротивления излучения антенны R_{load} определяется из следующего соотношения:

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

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

I_{an} — амплитуда высокочастотного тока в антенне.

В отсутствие плазмы сопротивление излучения равно нулю. Сопротивление излучения антенны является характеристикой конструкции антенны и зависит, например, от расстояния от антенны до плазмы, от расстояния от прямого 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 в данном разделе — измерение зависимостей сопротивления излучения от параметров плазмы для изучения свойств БМЗ-волны в плазме стелларатора Л-2М.

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 в фидере:

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

где ρ — волновое сопротивление фидера.

Выполнив два измерения поглощаемой мощности, с плазмой P_1 и без плазмы P_0 , можно вычислить мощность, поглощаемую в плазме, т. е. $P_{pl} = P_1 - P_0$. 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, которое много больше активного сопротивления антенны.

Для измерения сопротивления излучения был изготовлен прибор из участка фидера с проложен-

ными внутри проводниками, образующими дополнительные линии с распределенными параметрами. Конструкция измерителя, принципиальная схема и его калибровка подробно описаны в работе [8].

Измерения сопротивления излучения антенны выполнены в водородной плазме в режиме омического нагрева стелларатора Л-2М. На рис. 2 приведен временной ход тока омического нагрева, плотности плазмы, величины сопротивления излучения антенны и тороидального магнитного поля стелларатора в разряде № 61705. Мощность омического нагрева составляла величину около $P_{\text{OH}} \approx 60$ кВт, а мощность ИЦР нагрева $P_{\text{ICRH}} \approx 1$ кВт.

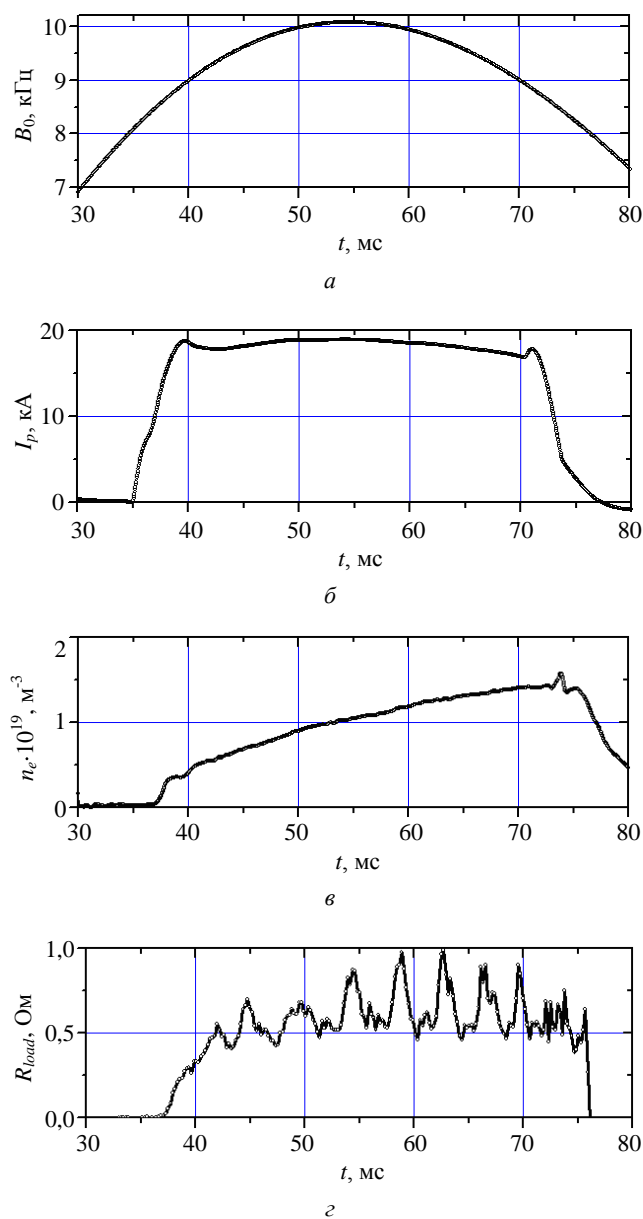


Рис. 2. Временной ход параметров плазмы в режиме омического нагрева в импульсе № 61705:

а — магнитное поле в центре плазменного шнура; б — ток омического нагрева; в — средняя по центральной хорде плотность плазмы; г — сопротивление излучения антенны (уровень вводимой мощности $P = 1$ 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 $R_{\text{load}} = 0,5—1,0$ Ом для плазмы со средней плотностью $n_e > 1,0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ (см. рис. 2). В условиях, когда величина магнитного поля меньше циклотронного ($B_{ci} = 1,32$ Тл) на временном ходе сопротивления излучения $R_{\text{load}}(t)$ наблюдаются резкие пики. Они обусловлены возникновением тороидальных мод быстрой магнитозвуковой волны.

С использованием результатов этого разряда построена зависимость сопротивления излучения антенны от плотности плазмы $R_{\text{load}}(n_e)$ (рис. 3). На этой зависимости также наблюдаются моды в виде резкого увеличения сопротивления излучения антенны. Это объясняется тем, что такое резкое возрастание сопротивления, а следовательно, и поглощенной мощности связано с возбуждением определенной тороидальной моды в соответствии со спектральной зависимостью для БМЗВ.

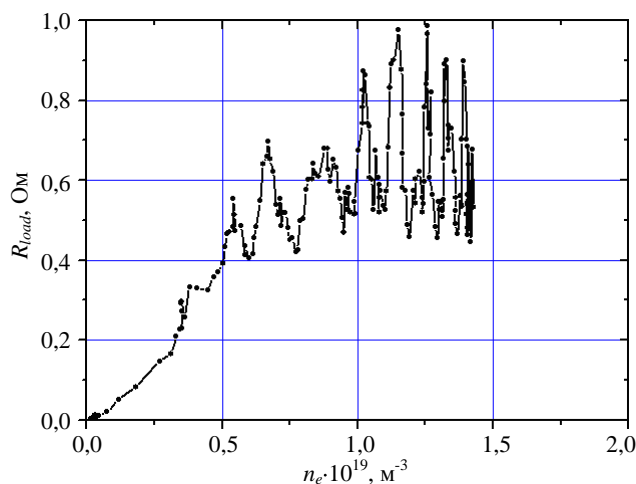


Рис. 3. Зависимость сопротивления излучения антенны от плотности плазмы в режиме омического нагрева в импульсе № 61705

Расчет сопротивления излучения антенны в одномерной плоскостной модели

Как отмечалось выше, величина поглощенной ВЧ-мощности в плазме пропорциональна величине сопротивления излучения антенны. Ниже приведен расчет сопротивления излучения антенны при использовании одномерной плоскостной модели. Метод основан на вычислении профиля компонент ВЧ-поля спектра волн, излучаемых антенной. Чтобы найти вклад в полное сопротивление

ние излучения антенны от одной моды с заданным продольным волновым числом, необходимо найти распределение полей как в плазме, так и вблизи антенны.

Токовый слой расположен между стенкой вакуумной камеры и однородной плазмой на расстоянии $a - r_p$ (рис. 4). Плотность тока витка равна

$$j_y = j_0 \delta(x - a),$$

где $j_0 = J/d$ (J — полный ток витка; d — ширина витка в Z -направлении).

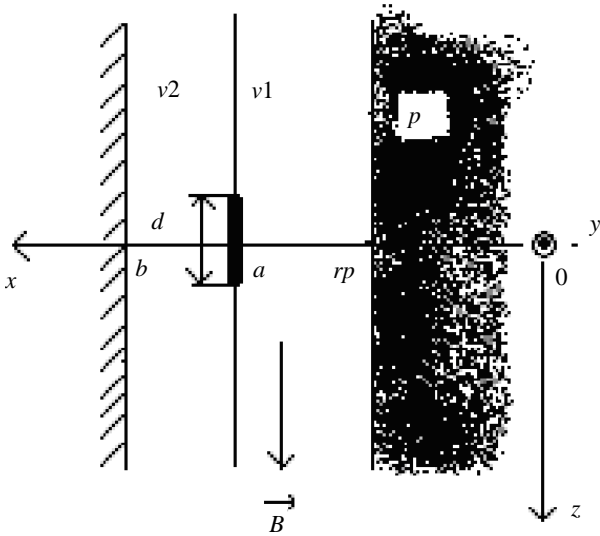


Рис. 4. Расположение антенны, плазмы, обратного токопровода и направление магнитного поля в модели для расчета сопротивления излучения

Для того чтобы учесть тороидальность, будем считать, что токовые витки установлены периодически вдоль оси Z с периодом $2\pi R$ (R — большой радиус тора).

Плотность тока представим в виде разложения в ряд Фурье

$$j_y(z) = \frac{a_0}{2} + \sum_{l=1}^{\infty} a_l \cdot \cos\left(\frac{l}{R} z\right);$$

$$a_0 = \frac{dj_0}{\pi R};$$

$$a_l = \frac{j_0}{\pi l} \cdot \sin\left(\frac{ld}{2R}\right),$$

где l — номер тороидальной моды ($k_{||} l = R$).

Рассмотрим три области (см. рис. 4): p — плазма; $v1$ — вакуумная область между плазмой и антенной; $v2$ — вакуумная область между антенной и стенкой вакуумной камеры, которая представляет собой идеально проводящую поверхность.

Для области p (однородная плазма) выпишем уравнения Максвелла:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = ik_0 B_x \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = -ik_0 B_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = ik_0 B_z \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} = -ik_0 (\epsilon_{xx} E_x + \epsilon_{xy} E_y + \epsilon_{xz} E_z) \\ \frac{\partial B_z}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial z} = ik_0 (\epsilon_{yx} E_x + \epsilon_{yy} E_y + \epsilon_{yz} E_z) \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} = -ik_0 (\epsilon_{zx} E_x + \epsilon_{zy} E_y + \epsilon_{zz} E_z), \end{cases}$$

где $\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}$.

Компоненты тензора диэлектрической проницаемости, отличные от нуля, равны:

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_1 = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2};$$

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = ig = -i \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2 \omega_{c\alpha}}{(\omega^2 - \omega_{c\alpha}^2) \omega};$$

$$\epsilon_{zz} = \epsilon_{||} = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2}.$$

Поскольку плазма однородна в направлении распространения волны, компоненты электрического и магнитного полей будем искать в виде:

$$E = E_x e^{-i\omega t + ik_{||} z}; \quad B = B_x e^{-i\omega t + ik_{||} z},$$

где ω — частота волны;

$k_{||}$ — продольное волновое число.

Тогда два уравнения Максвелла имеют следующий вид:

$$\begin{cases} -ik_{||} E_y = ik_0 B_x \\ \frac{\partial E_z}{\partial x} - ik_{||} E_x = -ik_0 B_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = ik_0 B_z \end{cases}$$

$$\begin{cases} -ik_{||} B_y = -ik_0 (\epsilon_1 E_x + ig E_y) \\ \frac{\partial B_z}{\partial x} - ik_{||} B_x = ik_0 (ig E_x + \epsilon_1 E_y) \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} = -ik_0 \epsilon_3 E_z. \end{cases}$$

Далее, исключая из полученной системы компоненты полей, можно получить дифференциальное уравнение второго порядка относительно E_y компоненты, т. е.

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + k_{\perp}^2 E_y = 0,$$

где $k_{\perp}^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_1 - n_{\parallel}^2 - g^2}{\varepsilon_1 - n_{\parallel}^2}$.

Остальные компоненты выражаются через E_y (например, $B_z = -\frac{i}{k_0} \frac{\partial E_y(x)}{\partial x}$).

В вакуумной области уравнение для E_y имеет вид

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} - k_{\parallel}^2 E_y = 0.$$

Таким образом, решения уравнений в трех областях имеют вид

$$E_y(x) = \begin{cases} A \cdot \sin(k_{\perp} x) + B \cdot \cos(k_{\perp} x) & 0 < x < r_p \\ C \cdot \text{sh}(k_{\parallel} x) + D \cdot \text{ch}(k_{\parallel} x) & r_p < x < a \\ E \cdot \text{sh}(k_{\parallel} x) + F \cdot \text{ch}(k_{\parallel} x) & a < x < b \end{cases}$$

Граничные условия для этих областей имеют вид

$$\begin{aligned} E_{y3}(b) &= 0; \\ E_{y1}(r_p) &= E_{y2}(r_p); \\ E_{y2}(a) &= E_{y3}(a); \\ B_{z1}(a) &= B_{z2}(a); \\ B_{z3}(a) - B_{z2}(a) &= (4\pi/c) \cdot a_1. \end{aligned}$$

Кроме того, будем считать заданным поверхностный импеданс плазмы Z :

$$\frac{E_{y1}(r_p)}{B_{z1}(r_p)} = \frac{E_{y2}(r_p)}{B_{z2}(r_p)} = Z.$$

Поверхностный импеданс плазмы находится из решения задачи о распространении волн в плазме.

Решение волнового уравнения опять будем искать в виде

$$E = E_x e^{-i\omega t + ik_{\parallel} z},$$

В плазменной области уравнение для E_y имеет вид

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + k_{\perp}^2 E_y = 0,$$

где $k_{\perp}^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_1 - n_{\parallel}^2 - g^2}{\varepsilon_1 - n_{\parallel}^2}$ (см. ниже).

В вакуумной области это уравнение преобразуется в вид

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} - k_{\parallel}^2 E_y = 0.$$

Решение для этой компоненты имеет вид

$$E_y(x) = \begin{cases} A \cdot \sin(k_{\perp} x) + B \cdot \cos(k_{\perp} x) & 0 < x < r_p \\ C \cdot \text{sh}(k_{\parallel} x) + D \cdot \text{ch}(k_{\parallel} x) & r_p < x < b \end{cases}$$

Сшивка решений с учетом граничных условий для компонент E_y и B_z позволяет определить постоянные коэффициенты:

$$\begin{aligned} E_{y2}(b) &= 0, \\ E_{y1}(r_p) &= E_{y2}(r_p), \\ B_{z1}(r_p) &= B_{z2}(r_p), \\ B_z &= -\frac{i}{k_0} \frac{\partial E_y}{\partial x}. \end{aligned}$$

Поверхностный импеданс определяется как $Z = \frac{ik_0 E_y(r_p)}{\partial E_y(r_p) / \partial x}$. Непрерывность данной характеристики используется при расчете сопротивления излучения антенны в плоскостойкой модели следуя формализму, описанному в [1]. Сшивка решений в вакуумной и плазменной областях позволяет определить поверхностный импеданс плазмы:

$$\begin{aligned} Z &= \frac{ik_0 \cdot \sin(k_{\perp} r_p) + B/A \cdot \cos(k_{\perp} r_p)}{k_{\perp} \cdot \cos(k_{\perp} r_p) - B/A \cdot \sin(k_{\perp} r_p)}; \\ B/A &= \frac{\cos(k_{\perp} r_p) - \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} \cdot \frac{\alpha}{\beta} \cdot \sin(k_{\perp} r_p)}{\frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} \cdot \frac{\alpha}{\beta} \cdot \cos(k_{\perp} r_p) + \sin(k_{\perp} r_p)}; \\ \alpha &= \text{ch } k_{\parallel} r_p - \frac{\text{sh}(k_{\parallel} \cdot b)}{\text{ch}(k_{\parallel} \cdot b)} \cdot \text{sh}(k_{\parallel} r_p); \\ \beta &= \text{sh}(k_{\parallel} r_p) - \frac{\text{sh}(k_{\parallel} \cdot b)}{\text{ch}(k_{\parallel} \cdot b)} \cdot \text{ch}(k_{\parallel} r_p). \end{aligned}$$

Сшивка волновых полей приводит к системе шести линейных уравнений с шестью неизвестными с учетом заданного поверхностного импе-

данса плазмы. Решив данную систему, получим распределение компоненты E_y .

Далее запишем усредненную по времени работу электрического поля волны E_y над током J_y :

$$P = \frac{1}{2} \int_{-d}^d \operatorname{Re}(j_y^* E_y(a)) dz.$$

Будем считать, что эта работа равна мощности, поглощенной в плазме: $P_{as} = 1/2 \cdot R'_{load} \cdot J^2$.

Из этого соотношения определялась величина сопротивления излучения единицы длины антенны.

Была получена зависимость сопротивления излучения антенны от плотности плазмы $R_{load}(n_e)$ (см. рис. 4). Наблюдается резонансная зависимость, т. е. резкое возрастание величины сопротивления излучения при определенных значениях плотности плазмы при заданном значении продольного волнового числа. По полученным значениям продольных волновых чисел и соответствующим им значениям плотности, при которых возникает резонанс сопротивления, построена спектральная зависимость $k_{||}(n_e)$ (рис. 5).

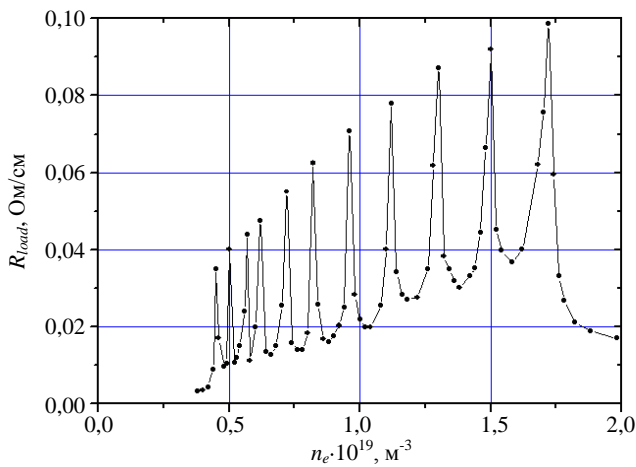


Рис. 5. Зависимость сопротивления излучения антенны от плотности плазмы, вычисленная в плоскостой геометрии в модели холодной безтолкнательной плазмы

Моделирование сигналов магнитных зондов

Быстрые магнитозвуковые волны — объемные, они занимают весь объем плазмы в поперечном сечении. При плотностях плазмы $n_e < 2,0 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ существуют только низшие моды в поперечном сечении [9]: азимутальная $m = 1$ и радиальная $\nu_r = 1$ моды. В продольном направлении БМЗ-волна может распространяться от антенны в двух направлениях: вдоль вектора магнитного поля стелларатора $k_{||} > 0$ и в противоположном

направлении $k_{||} < 0$. Если волна не затухнет за один обход по тору, то она сложится с волной, идущей от антенны, в соответствующей фазе, зависящей от $k_{||}$.

Если $k_{||} = N/R$, где N — номер продольной моды, R — радиус тора, то волны складываются в одинаковой фазе, происходит увеличение амплитуды БМЗ-волны в плазме, т. е. возникает торoidalная мода.

Если $k_{||} = (N + 1/2)/R$, то волны складываются в противофазе, и амплитуда волны в плазме уменьшается. Для промежуточного значения $k_{||}$ волны складываются в произвольной фазе. Кроме того, волны, бегущие в противоположном направлении, складываются в соответствующей фазе.

Чтобы понять, можно ли в данном случае измерять фазовую скорость распространения волн, было выполнено моделирование сигналов магнитных зондов. В модели использованы экспериментально измеренные зависимости $k_{||} = f(n_e)$, $\lambda_d / 2\pi R = f(B_0)$ [9] и осциллограммы плотности плазмы и магнитного поля. Для этого спектральная кривая (рис. 6) аппроксимировалась как $k_{||} n_e = \alpha \sqrt{n_e - \beta}$, где α , β — постоянные.

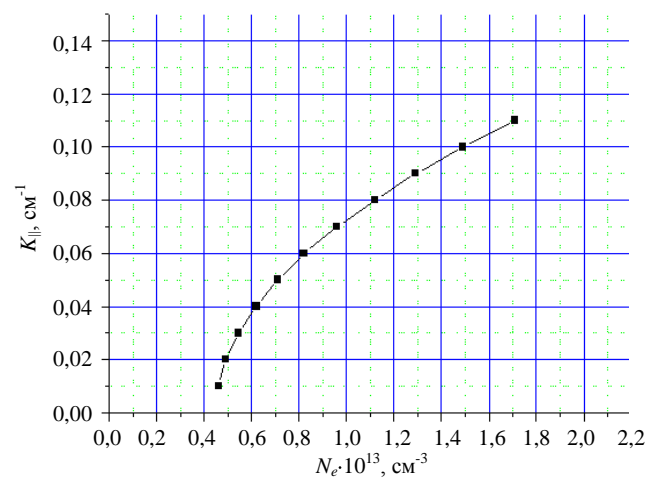


Рис. 6. Расчетная спектральная кривая, вычисленная в плоскостой геометрии в модели холодной безтолкнательной плазмы

Экспериментально полученная зависимость эффективной длины затухания от величины внешнего магнитного поля (рис. 7) также аппроксимирована $\lambda_d / 2\pi R = a + b \cdot \exp(-\frac{B}{c})$, где a , b , c — постоянные.

Временной ход плотности $n_e t$ и магнитного поля $B_0(t)$ (см. рис. 2) аппроксимированы полиномом восьмой степени $n_e t = \sum_{n=0}^8 a_n t^n$.

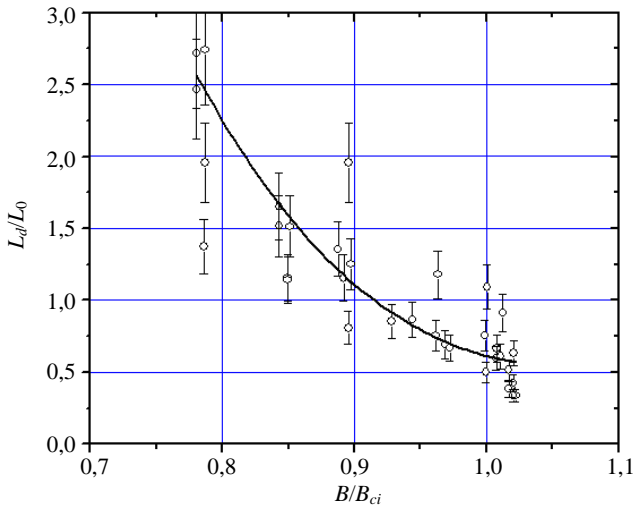


Рис. 7. Экспериментальная зависимость длины затухания БМЗВ от величины магнитного поля в центре плазменного шнура

Сигнал магнитного зонда представляет собой сумму двух сигналов: первый сигнал обусловлен распространением БМЗ-волны по обходу тора, а второй — такой же волны против обхода тора:

$$\begin{aligned}
 U_2 = & \sum_{m=1}^p U_0 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta_1 + 2\pi R(m-1)}{\lambda_{d1}}\right) \times \\
 & \times \cos(\omega t + k_{||}(t) \cdot (\Delta_1 + 2\pi R(m-1))) + \\
 & + \sum_{m=1}^p U_0 \cdot \exp\left(-\frac{(2\pi R - \Delta_1) + 2\pi R(m-1)}{\lambda_{d2}}\right) \times \\
 & \times \cos(\omega t + k_{||}(t) \cdot ((2\pi R - \Delta_1) + 2\pi R(m-1))); \\
 U_4 = & \sum_{m=1}^p U_0 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta_2 + 2\pi R(m-1)}{\lambda_{d1}}\right) \times \\
 & \times \cos(\omega t + k_{||}(t) \cdot (\Delta_2 + 2\pi R(m-1))) + \\
 & + \sum_{m=1}^p U_0 \cdot \exp\left(-\frac{(2\pi R - \Delta_2) + 2\pi R(m-1)}{\lambda_{d2}}\right) \times \\
 & \times \cos(\omega t + k_{||}(t) \cdot ((2\pi R - \Delta_2) + 2\pi R(m-1))),
 \end{aligned}$$

где Δ_1 , Δ_2 — расстояния от антенны до зондов № 2 и 4 вдоль оси тора по часовой стрелке (см. рис. 1);

λ_1 и λ_2 — длины затухания БМЗ-волн в направлении магнитного поля и в противоположном направлении.

Длина затухания волны в направлении вдоль магнитного поля в четыре раза меньше, чем длина затухания ее при распространении в противоположном направлении. Только в этом случае удается получить сигнал магнитного зонда, похожий на экспериментальный.

На рис. 8 представлены сигналы магнитного зонда № 2, наблюдаемые в эксперименте, а также

сигналы, полученные при моделировании. Приведены также временной ход плотности плазмы и магнитного поля в центре плазменного шнура. Если магнитное поле меньше циклотронного, наблюдается резко выраженная модовая структура, если магнитное поле близко к циклотронному, модовая структура выражена слабо. Подобная картина наблюдается и на сигналах зондов в эксперименте, и на моделированных сигналах. Хорошее соответствие моментов времени появления мод и антимод, а также величины их добротности на экспериментальных и модельных сигналах зондов говорят о правильно подобранной спектральной зависимости (см. рис. 6) и зависимости длины затухания от магнитного поля (см. рис. 7).

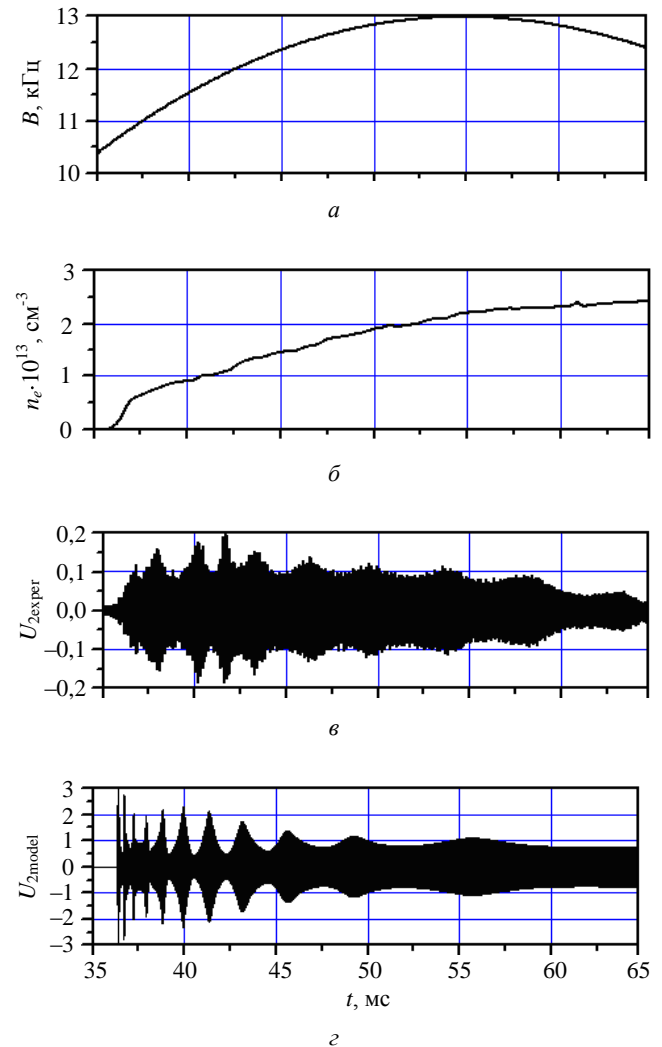


Рис. 8. Моделирование сигнала магнитного зонда № 2: а — временной ход величины магнитного поля в центре плазменного шнура; б — временной ход плотности плазмы; в — сигнал зонда № 2 в эксперименте; г — моделирование сигнала зонда № 2

Имея сигналы зондов № 2 и 4, можно вычислить разность фаз сигналов зондов и фазовую скорость распространения волн в эксперименте и мо-

дельных сигналов. На рис. 9 представлена временная зависимость разности фаз сигналов зондов № 2 и 4, полученная при обработке реальных зондовых сигналов, а также временная зависимость разности фаз этих зондов, полученная в результате обработки смоделированных сигналов.

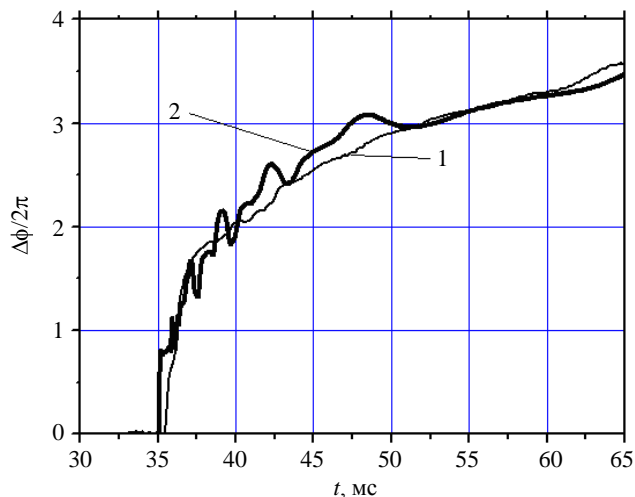


Рис. 9. Сравнение экспериментальной и модельной зависимостей сдвига фаз сигналов зондов № 2 и 4: 1 — экспериментальных; 2 — модельных сигналов зондов

Следует отметить хорошее согласие экспериментальной и модельной кривых. Это дает право утверждать о возможности измерения фазовой скорости в условиях, когда БМЗ-волны распространяются в двух направлениях от антенны. Существенную роль играет тот факт, что продольные затухания при распространении волн в двух направлениях отличаются сильно. В модели длина затухания волн, распространяющихся вдоль поля, в четыре раза больше, чем длина затухания волн, распространяющихся в противоположном направлении. При этом измерение фазовой скорости возможно только в направлении магнитного поля именно по причине слабого затухания этих волн.

Заключение

В условиях ионного циклотронного резонансного нагрева водородной плазмы измерено сопротивление излучения полоидальной антенны, установленной в вакуумной камере в установке "Стелларатор Л-2М". Получена зависимость сопротивления излучения антенны от средней плотности плазмы. В условиях, когда магнитное поле в установке меньше резонансного циклотронного для греющего высокочастотного излучения частотой 20 МГц, обнаружено возбуждение в плазме до десяти тороидальных резонансных мод колебаний с различными волновыми числами $K = 1—10 m^{-1}$. Эти же моды получены в результате компьютер-

ного моделирования процессов возбуждения и распространения быстрых магнитозвуковых волн в одномерной модели холодной бесстолкновительной плазмы. Подтверждено возбуждение тороидальных мод в плазме с помощью магнитных зондов.

Моделированием сигналов магнитных зондов и их сравнением с экспериментальными данными показано, что длина затухания быстрых магнитозвуковых волн, распространяющихся в направлении магнитного поля стелларатора Л-2М, в несколько раз больше, чем длина затухания распространяющихся в противоположном направлении. В этих условиях возможно измерение фазовой скорости волны, но только волн, распространяющихся вдоль магнитного поля установки.

Авторы выражают благодарность сотрудникам отдела физики плазмы Института общей физики А. А. Летунову, В. П. Логвиненко, И. Ю. Вафину, Ю. Ф. Бондарю, А. Д. Мишиневу, В. А. Цыганкову за помощь и техническую поддержку при проведении экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-02-13578-офи_ц) и гранта Президента РФ НШ-452.2008.2.

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., Гунтуис 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 T-11M// Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 2. С. 101—112.
7. Mutoh T., Motojima O., Sato M. et al. ICRF Heating of Currentless Plasma in Heliotron E: Proc. 11th Int. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fus. Research. — Kyoto, 1986. V. 3. P. 473—480.
8. Мецержаков А. И., Морозов А. Е., Голиков А. А., Вафин И. Ю., Бережецкий М. С., Нечаев Ю. И. Особенности распространения и затухания быстрой магнитозвуковой вол-

ны в водородной плазме в магнитной ловушке стеллараторного типа// Прикладная физика. 2007. № 6. С. 51—59.

9. Мецерыков А. И., Морозов А. Е., Голиков А. А., Вафин И. Ю., Нечаев Ю. И. Измерение сопротивления излучения полоидальной антенны и спектра быстрой магнитозвуковой волны при ИЦР нагреве плазмы на стеллараторе "Ливень-2М"// Физика плазмы. 2008. Т. 34. Вып. 3. С. 1—9.

Статья поступила в редакцию 22 июля 2008 г.

Ion cyclotron resonance heating of a hydrogen plasma in the L-2M stellarator

A. I. Meshcheryakov, M. S. Berezhetskiy, A. E. Morozov, Yu. I. Nechaev

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

The radiation impedance of the poloidal antenna installed in the vacuum chamber of the L-2M stellarator is measured as a function of the mean density of a hydrogen plasma under ion cyclotron resonance heating (ICRH) conditions. When the stellarator magnetic field was weaker than the cyclotron resonance field for high-frequency heating radiation at 20 MHz, it was found that up to ten toroidal resonance oscillation modes with different wavenumbers $K=1\div 10\text{ m}^{-1}$ were excited in the plasma. Computer simulations of the generation and propagation of fast magnetosonic (FMS) waves reveal the excitation of precisely the same modes. It is confirmed that toroidal modes in a plasma can be excited by magnetic probes. By using model magnetic probe signals and by comparing them with the experimental signals, it is shown that toroidal modes are excited during the propagation of FMS waves in the direction of the stellarator magnetic field.

PACS: 52.50.-b

УДК 533.924:621

Упрочнение приповерхностного слоя образцов из конструкционной стали микроплазменными разрядами

В. А. Иванов, М. Е. Коньжеев,

С. Н. Сатунин, А. А. Дорофеюк, 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

Проведены экспериментальные исследования сильного локального взаимодействия микроплазменных разрядов с образцами из конструкционной стали 45. Установлено, что в приповерхностном слое этих образцов, обработанных микроплазменными разрядами, формируется переплавленная область, которая характеризуется сильно измененными физико-химическими свойствами стали. Показано, что шероховатость, микротвердость, износостойкость и другие свойства обработанных образцов из стали 45 значительно отличаются от соответствующих исходных значений.

PACS: 52.77.-j

Введение

В качестве стандартных промышленных методов объемного упрочнения металлов и сплавов используются в основном методы термомеханического закаливания металлических изделий различ-

ного назначения. Наряду с этим в последние годы для упрочнения приповерхностного слоя металлов и сплавов применяют также лучевые, пучковые и плазменные методы [1]. Однако лазерное излучение и потоки заряженных частиц можно эффективно применять лишь для отдельных видов обра-