

04:09
©1994 г.

РОЛЬ АЛЬФВЕНОВСКОГО РЕЗОНАНСА ПРИ ИОННОМ ЦИКЛОТРОННОМ НАГРЕВЕ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ С МАЛЫМ АСПЕКТНЫМ ОТНОШЕНИЕМ

М.Ю.Алава, Ю.А.Хейккинен, И.П.Павлов, О.Н.Щербинин

Технологический университет Хельсинки, Финляндия
Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 2 февраля 1994 г.)

Анализируется и исследуется численное поглощение быстрых магнитозвуковых волн в условиях альфвеновского резонанса в токамаках с малым аспектным отношением с помощью одномерного полного кода, основанного на решении волнового уравнения в приближении конечного ларморовского радиуса. Найдено, что при возбуждении волн со стороны слабого магнитного поля поглощение вблизи альфвеновского резонанса ярко проявляется в сценарии нагрева дейтериевой плазмы с примесью ионов гелия-3. Причем роль этого механизма сильно возрастает именно в крутых торах по сравнению с цилиндрической геометрией за счет тороидального эффекта, состоящего в увеличении продольного коэффициента преломления по мере распространения волны в сторону сильного магнитного поля. Было показано, что при высоких n_z медленная волна, генерируемая в области альфвеновского резонанса, распространяется в сторону плотной плазмы и ее поглощение на электронах составляет главную часть вложенной мощности. В сценарии нагрева с водородом в качестве малой добавки связь с медленной волной сильно ослабляется благодаря близости проводящей стенки камеры к области альфвеновского резонанса.

Введение

Трансформация быстрой магнитозвуковой (БМЗ) волны в медленную в области альфвеновского резонанса может играть роль паразитного процесса поглощения вводимой ВЧ мощности при ионном циклотронном нагреве плазмы в токамаках ^[1,2]. Она может возникать в тех сценариях нагрева, когда слой циклотронного резонанса основных ионов плазмы находится в пределах сечения камеры (обычно в области сильных магнитных полей вблизи внутренней стенки камеры). Если БМЗ волна не поглощается полностью за первый проход через центральную область плазмы, то этот процесс может стать важным и для случая возбуждения волн со стороны слабого магнитного поля. В недавних исследованиях трансформации мод при альфвеновском резонансе было показано ^[2], что сценарии нагрева плазмы в

больших установках, основанные на поглощении мощности в условиях второй гармоники ионов трития в дейтериево-третиевой плазме или гелия-3 в гелиево-водородной плазме, весьма уязвимы из-за возможности паразитного альфвеновского поглощения, так как эффективность однопроходного поглощения становится невысокой. В токамаках с малым аспектным отношением, в которых из-за сохранения тороидального волнового числа сильно выражен эффект увеличения продольного коэффициента преломления n_z при распространении волн со стороны слабого магнитного поля в область сильных магнитных полей, проблема поглощения в области альфвеновского резонанса становится особенно острой, так как большая доля излучаемой антенной мощности перекачивается по спектру в область высоких n_z .

Коэффициент преломления для БМЗ волны может быть записан в пределе холодной плазмы как

$$n_f^2 = \left[(S - n_z^2)^2 - D^2 \right] / (S - n_z^2). \quad (1)$$

Если аспектное отношение установки достаточно мало, то условие для ионного циклотронного резонанса основной (тяжелой) компоненты плазмы может выполняться внутри объема плазмы одновременно с резонансными условиями для примесных легких ионов. В этом случае выражение $(S - n_z^2)$ равно нулю вблизи резонанса основных ионов со стороны сильных магнитных полей и приводит к возникновению альфвеновского резонанса. Здесь S и D — компоненты тензора диэлектрической проницаемости холодной плазмы

$$S = 1 - \sum_i \omega_{pi}^2 / (\omega^2 - \Omega_i^2), \quad D = \sum_i (\Omega_i / \omega) \omega_{pi}^2 / (\omega^2 - \Omega_i^2), \quad (2)$$

где ω_{pi} и Ω_i — плазменная и циклотронная частоты.

Из условия резонанса $S - n_z^2 = 0$ видно, что альфвеновский резонанс для более высоких n_z располагается при больших плотностях, т.е. глубже в плазме. С другой стороны, увеличивая крутизну профиля плотности плазмы или просто повышая плотность пристеночной плазмы, можно сдвинуть область резонанса ближе к стенке или даже вообще вывести его за пределы камеры.

Как показано в работе [2], поток энергии, уносимый медленной волной при альфвеновском резонансе, находится из выражения

$$\Delta P = \pi (D^2 / |S'|) |E_y|^2, \quad (3)$$

где E_y — величина полоидальной компоненты поля в области резонанса.

Видно, что эффективность трансформации растет с n_z , так как D пропорциональна плотности. Следует также отметить, что положение прилегающих отсечек БМЗ волны $S + D = n_z^2$ и $S - D = n_z^2$ и интерференционные эффекты, возникающие при отражении быстрой волны от стенки камеры, воздействуют на эффективность трансформации через зависимость от $|E_y|$. В токамаках с малым аспектным отношением эти эффекты выражены более резко.

В настоящей работе мы анализируем трансформацию волн в условиях альфвеновского резонанса при ионном циклотронном нагреве в токамаке с малым аспектным отношением. Растущий интерес к экспериментам на таких установках возник после первых результатов на установке "Start" [3] и в связи с планируемыми экспериментами на установке "Глобус" [4] в Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе. Резонансное поглощение исследовалось численно с помощью полного одномерного волнового кода [5] с граничными условиями, соответствующими возбуждению БМЗ волны с одной стороны сечения камеры и учитывающими отражение волн от противоположной стороны. Исследовались влияние отражающей стенки, роль продольного замедления n_z и параметров пристеночной плазмы в процессах трансформации при альфвеновском резонансе.

Рассматривались два сценария нагрева: 5%Н + 95%D и 15%³He + 70%D. Основные параметры плазмы приведены в табл. 1. Они были выбраны применительно к эксперименту, планируемому на установке "Глобус-М", так, чтобы циклотронный резонанс ионов легкой примеси располагался вблизи оси установки.

Таблица 1.

	f , МГц	B_0 , кГц	R_0 , см	a , см	T_{e0} , эВ	T_{i0} , эВ	T_{eb} , эВ	T_{ib} , эВ	n_{e0} , см ⁻³	n_{eb} , см ⁻³
(H)D	8	5.2	35	21	450	150	50	10	$3 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{10}$
(³ He)D	8	7.8	35	21	450	150	50	10	$3 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{10}$

Профили температуры и плотности были приняты параболическими $n(r) = n_{e0}(1 - r^2/a^2)^2 + n_{eb}$ и $T(r) = T_0(1 - r^2/a^2)^2 + T_b$. Магнитное поле изменялось обратно пропорционально большому радиусу. Возбуждение волн производилось, как правило со стороны слабого магнитного поля. В первом сценарии слой циклотронного резонанса ионов дейтерия располагался при $R = 17.5$ см или 3.5 см от дальней стенки, а во втором — при $R = 26.25$ см или в 12.25 см от дальней стенки. Ось Ox направлялась перпендикулярно границе плазмы, ось Oz — вдоль стационарного магнитного поля. Все параметры плазмы, как и возбуждение волн, принималось однородным вдоль оси Oy (т.е. $n_y = 0$). Электрические поля и потоки энергии вычислялись в системе СГС при условии, что на поверхности плазмы действовало возбуждающее ВЧ магнитное поле B_z единичной амплитуды.

В численном коде решение одномерного волнового уравнения, полученного в приближении конечного ларморовского радиуса, производилось методом конечных элементов. По найденным полям и их производным вычислялись потоки мощности, переносимые парциальными волнами, определяемыми в понятиях геометрической оптики. Кинетические коэффициенты в волновом уравнении были модифицированы по методике, предложенной в работе [6], чтобы избежать нефизической связи БМЗ волны с медленными волнами вблизи основных циклотронных резонансов ионных компонент плазмы. Кроме того, чтобы усилить затухание кинетических волн, генерируемых в области ион-ионного ги-

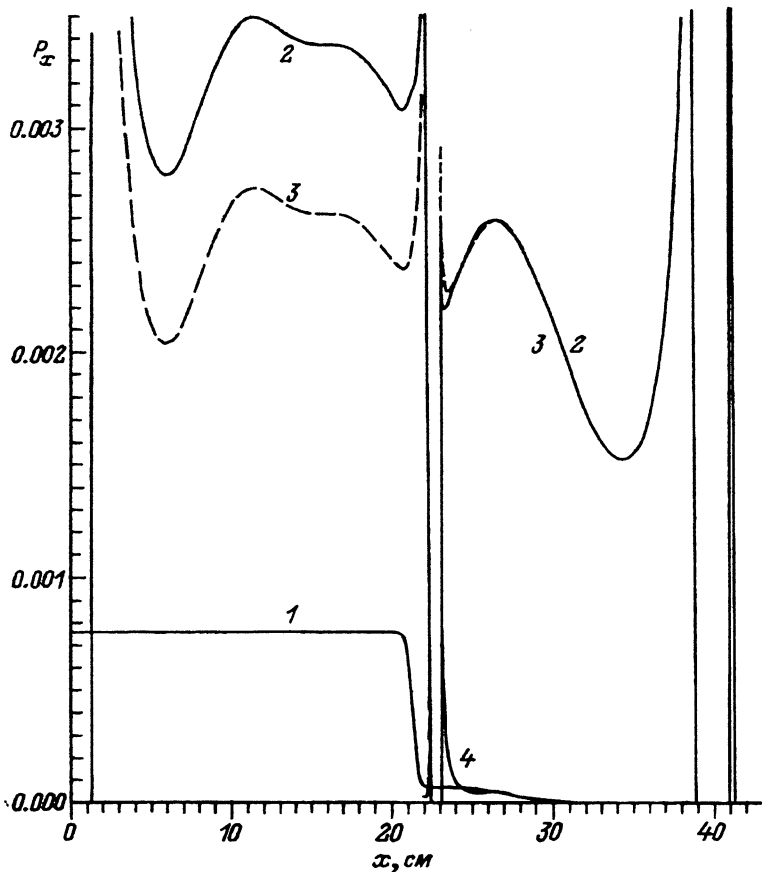


Рис. 1. Ход потоков мощности волн в экваториальном сечении камеры в первом сценарии экспериментов.

1 — поток вводимой мощности, 2 — прямая БМЗ волна, 3 — отраженная БМЗ волна, 4 — прямая бернштейновская волна; $n_z = 20$.

бридного резонанса, в кинетические коэффициенты вводился дополнительный феноменологический множитель [7].

В последующем предполагается, что антенна излучает широкий спектр длин волн вплоть до $n_z = 80-100$ аналогично антеннам, используемым в экспериментах на токамаке "Туман-3" [8]. Нужно напомнить, что представляемые вычисления основаны на уравнениях, где n_z — константа. В реальной ситуации сохраняется величина $n_\phi R$, где n_ϕ — тороидальный коэффициент преломления. Следовательно, $n_z = 20$ перед антенной будет соответствовать гораздо бóльшим значениям в области альфвеновского резонанса вблизи дальней стенки. Поэтому последующий анализ следует интерпретировать как локальный, в том смысле, что найденная эффективность поглощения соответствует локальным значениям n_z .

Вычисления показали, что в первом сценарии экспериментов доля мощности, теряемая в окрестности альфвеновского резонанса, невелика. На рис. 1 для $n_z = 20$ показаны полный поток мощности, вводимый в

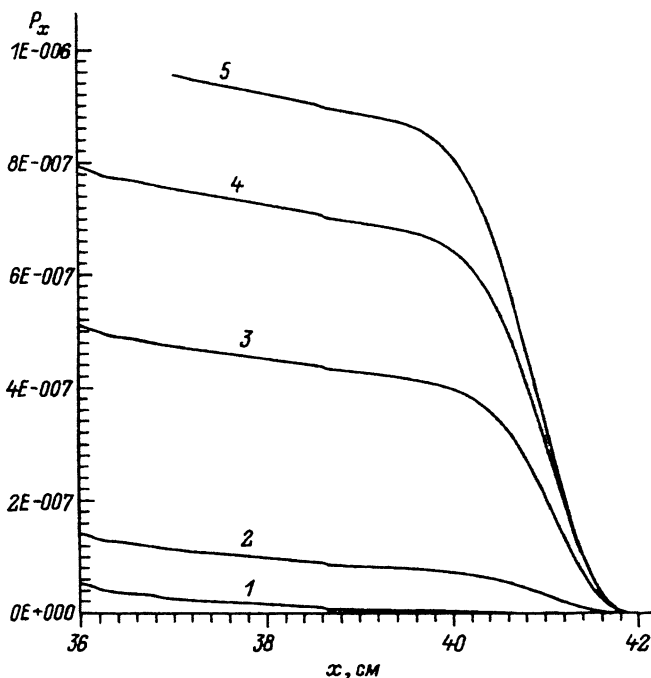


Рис. 2. Затухание потоков мощности в окрестности альфвеновского резонанса в зависимости от электронной температуры пристеночной плазмы в условиях рис. 1.

1 — $T_{e0} = 50$, 2 — 100, 3 — 200, 4 — 300, 5 — 400 эВ.

плазму (кривая 1), и потоки мощности оптико-геометрических волн, на которые раскладывается полный поток: 2 и 3 — прямая и отраженная БМЗ волны, 4 — прямая бернштейновская волна. Начало координат (как и на всех последующих рисунках) находится на границе плазмы со стороны слабого магнитного поля. Видно эффективное поглощение мощности ионами малой добавки в условиях циклотронного резонанса на оси установки (при $x = 21$ см). Заметную долю мощности уносят бернштейновские волны, возникающие после трансформации при ион-ионном гибридном резонансе. Однако поглощения при альфвеновском резонансе в этом масштабе не видно. Эта часть сечения камеры в увеличенном масштабе показана на рис. 2. Последовательный ряд кривых показывает увеличение поглощения потока мощности (при $x = 40$ см) по мере возрастания электронной температуры пристеночной плазмы от 50 до 400 эВ, что связано с ростом эффективности затухания Ландау для медленных волн.

Для всех расчетных случаев производилось сравнение найденного альфвеновского потока (P_{AL}) с величиной ΔP , рассчитанной по формуле (3). Для условий рис. 2 величина ΔP близка к поглощенному альфвеновскому потоку, найденному из кривой 5, когда затухание медленных волн становится практически полным. Отметим, что при больших n_z затухание становится полным уже при меньших температурах. Именно это значение P_{AL} и заносилось в итоговую таблицу 2, где можно найти и остальные данные по эффективности поглощения в обла-

Таблица 2.

	n_z	P_{AL}	Δp	P_{AL}/P_t	P_{AL}/P_f
(H)D	20	$9 \cdot 10^{-7}$	$8.2 \cdot 10^{-7}$	0.1%	0.04%
	30	$9 \cdot 10^{-6}$	$8.4 \cdot 10^{-6}$	0.75%	0.2%
	50	$1.8 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-5}$	3%	0.7%
	73	$8 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	2.7%	1%
(3He)D	20	$7 \cdot 10^{-6}$	$5.6 \cdot 10^{-6}$	0.5%	0.25%
	30	$7 \cdot 10^{-5}$	$7.8 \cdot 10^{-5}$	2.7%	1.5%
	50	$3 \cdot 10^{-4}$	$3.2 \cdot 10^{-4}$	18%	10%
	75	$9 \cdot 10^{-4}$	$9.5 \cdot 10^{-4}$	77%	6%

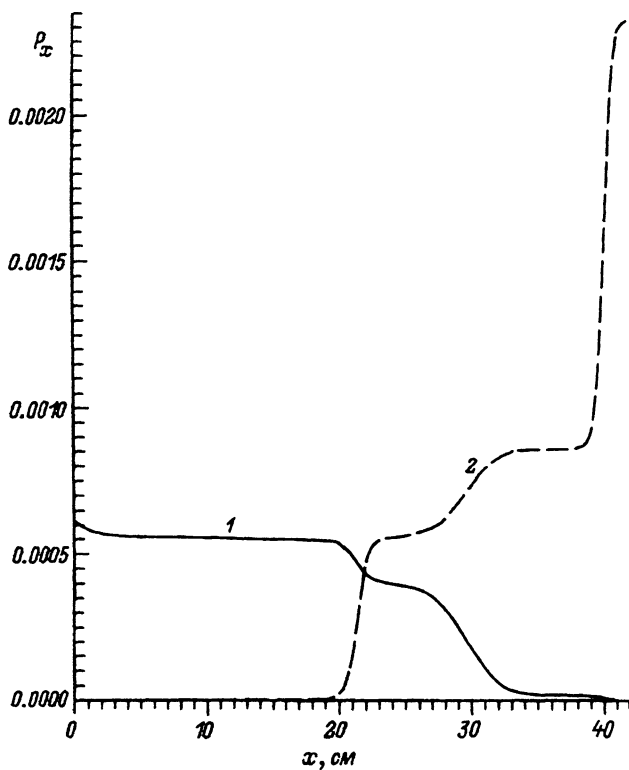


Рис. 3. Ход потоков вводимой мощности при возбуждении волн со стороны слабого (1) и сильного (2) магнитного поля (1-й сценарий, $n_z = 50$).

сти альфвеновского резонанса в зависимости от n_z . Видно, что даже для больших n_z поглощенная мощность не превышает 3% от вводимой. Это объясняется действием дальней стенки камеры, которая находится близко к области резонанса и эффективно подавляет пологоидальные поля.

В этих же экспериментальных условиях при расположении возбуждающей антенны на стороне сильного магнитного поля альфвеновские волны могут уносить более 50% вводимой мощности. Это видно из рис. 3, на котором для $n_z = 50$ показаны вводимые потоки мощности, идущие от антенны в глубь плазмы через сечение камеры. Сплошная кривая — случай расположения антенны на стороне слабого поля, штриховая — на стороне сильного поля. Хорошо видны циклотронное поглощение БМЗ волн ионами малой добавки на оси установки, поглощение бернштейновских волн (при $x = 25-35$ см) и медленных волн в области альфвеновского резонанса (при $x = 40$ см). По отдельности потоки парциальных волн здесь не показаны. Следует подчеркнуть, что полученная картина далеко не соответствует случаю однопроводного поглощения, уровень потоков осциллирующих по сечению быстрых волн здесь в несколько раз превышает уровень вводимой мощности и громадная разница в величине поглощения при альфвеновском резонансе объясняется различием в локальных значениях пологоидальной компоненты электрического ВЧ поля.

Во втором сценарии экспериментов поглощение волн вблизи альфвеновского резонанса выражено гораздо более ярко. На рис. 4 показаны потоки мощности всех волн для $n_z = 50$. Видно, что циклотронное поглощение ионами малой примеси здесь слабое. Основную роль играет поглощение бернштейновской волны на электронах (при $x = 24-30$ см), но уже почти 20% мощности поглощается медленными волнами в окрестности альфвеновского резонанса. На рис. 5 для этого же случая приводится распределение амплитуд высокочастотных полей по сечению камеры. Сплошная кривая — радиальная (E_x) и штриховая — пологоидальная (E_y) компоненты поля. На кривой радиальной компоненты отчетливо прослеживаются области генерации и затухания коротковолновых кинетических волн в окрестностях характерных резонансов. Расчетное значение потока конверсии при альфвеновском резонансе $\Delta P = 3.2 \cdot 10^{-4}$ с точностью до 10% совпадает с вычисленным поглощенным потоком.

На рис. 6 и 7 приводятся потоки мощности и поля, рассчитанные для $n_z = 75$. Видно, что поглощение при альфвеновском резонансе достигает здесь почти 80% от вводимой мощности и расположена эта область ближе к оси установки. Несмотря на наличие широких зон непрозрачности для БМЗ волн, величина поглощенной мощности по-прежнему хорошо согласуется с расчетной оценкой по формуле (3). Необходимо подчеркнуть, что характер распространения медленных волн, возникающих в результате трансформации при альфвеновском резонансе, в этом случае кардинально меняется. Как видно из дисперсионных кривых, приведенных на рис. 8, при $n_z = 75$ медленные волны (в отличие от случая $n_z = 30$) распространяются в сторону слабого магнитного поля и затухают в области более плотной плазмы. Этот факт может оказаться важным для тороидальных установок с малым аспектным отношением, так как в них происходит значительная перекачка мощности по спектру в сторону больших n_z из-за тороидальных эффектов.

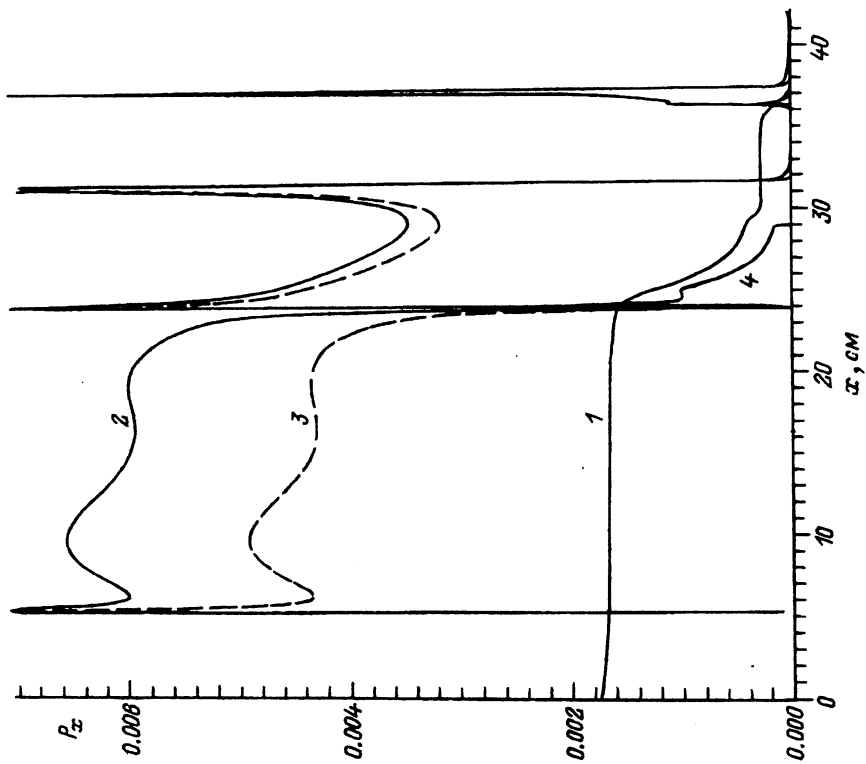


Рис. 4. Ход потоков вводимой мощности и парциальных волн во втором сценарии экспериментов при $n_z = 50$. Обозначения те же, что и на рис. 1.

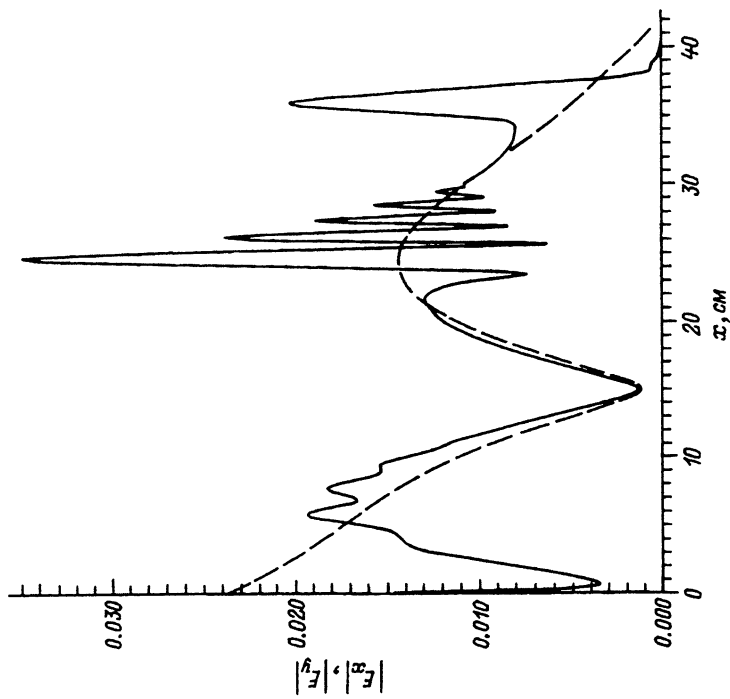


Рис. 5. Распределение E_z - (сплошная кривая) и E_y -компонент (штриховая) электрического поля по сечению камеры в условиях рис. 4.

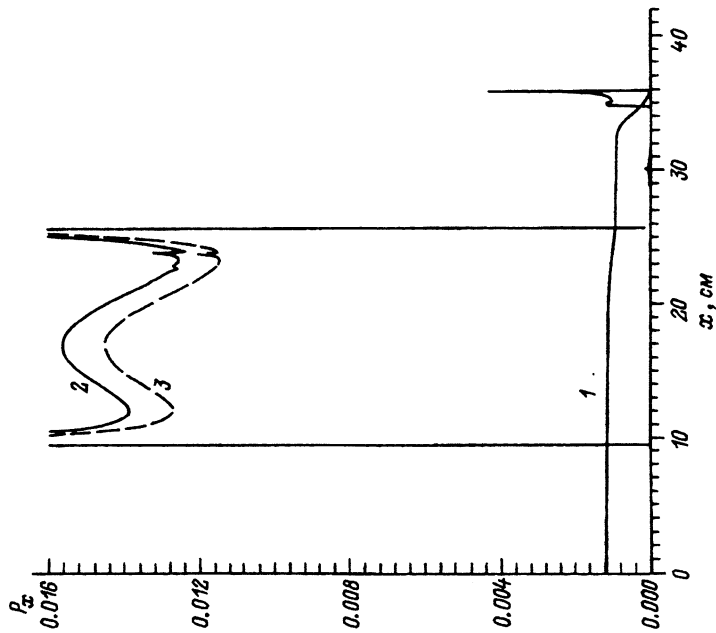


Рис. 6. То же, что на рис. 4, но при $n_z = 75$.

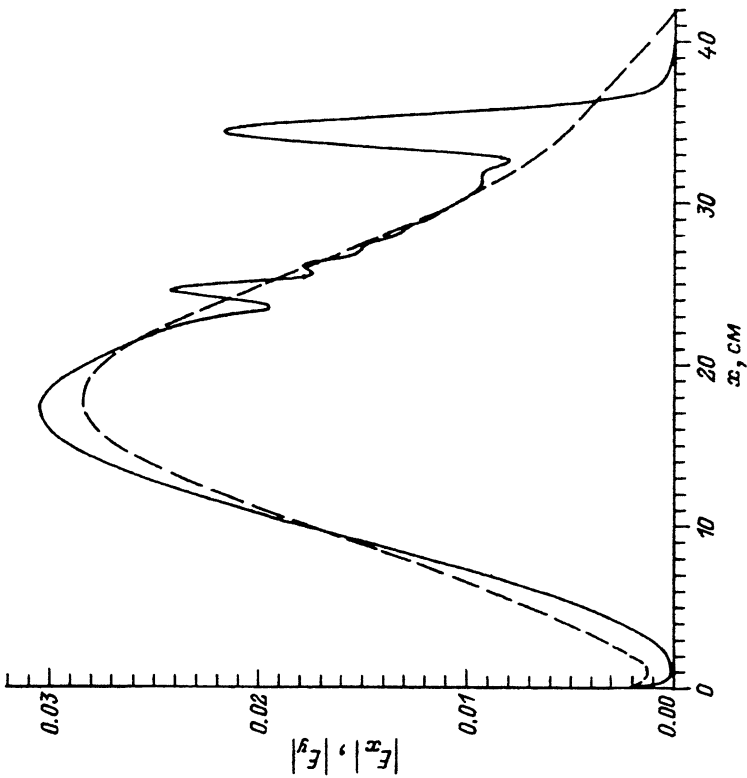


Рис. 7. То же, что на рис. 5, но при $n_z = 75$.

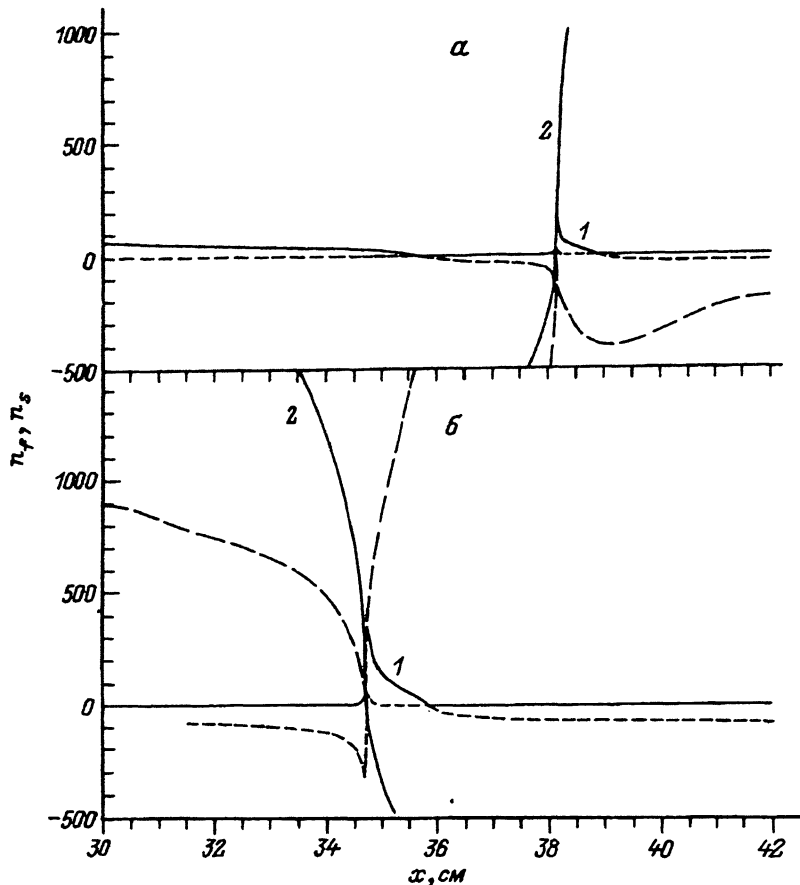


Рис. 8. Дисперсионные кривые в окрестности альфвеновского резонанса. 2-й сценарий экспериментов; 1 — БМЗ волна, 2 — медленная волна; $\text{Re}(n_x)$ — сплошная кривая, $\text{Im}(n_x)$ — штриховая; а — $n_x = 30$, б — $n_x = 75$.

В табл. 2 собраны итоговые данные по поглощению мощности в области альфвеновского резонанса для обоих экспериментальных сценариев. Здесь приведены значения поглощенных потоков P_{AL} , найденных из решения волнового уравнения с помощью численного кода, а также теоретическая оценка конверсионного потока ΔP по формуле (3). Причем для малых продольных замедлений в качестве P_{AL} бралась предельная величина, полученная из температурной зависимости поглощения (как на рис. 2). В последних двух столбцах приводятся отношения поглощенного потока к полной вводимой мощности и к потоку мощности, связанному с быстрой (БМЗ) волной. Видно, что теоретические оценки хорошо оправдываются даже для случая малой установки с большими градиентами параметров и амплитуд полей.

В работе показано, что поглощение ВЧ мощности при альфвеновском резонансе в токамаках с малым аспектным отношением может оказаться существенным в некоторых экспериментальных сценариях. Как оказалось, оно хорошо моделируется простой оценкой на основании формулы (3) с учетом реального распределения ВЧ полей и плотности плазмы по сечению камеры. Обнаружено, что при высоких (но вполне реалистичных из-за тороидальных эффектов) продольных замедлениях n_z медленные волны, генерируемые в области альфвеновского резонанса, распространяются в сторону плотной плазмы. Это обстоятельство совместно с одновременным смещением резонансной области к центру, делает возможным использование этого эффекта для нагрева электронной компоненты плазмы в подходящих условиях. Для реалистического расчета вклада мощности в этих условиях требуется проведение более детальных вычислений с учетом изменения n_z и n_y в тороидальной геометрии. Для корректной оценки структуры ВЧ полей в малых установках потребуется решение волнового уравнения с помощью двумерного кода [9]. Представленный одномерный подход должен рассматриваться как модель поведения волн в экваториальной плоскости камеры токамака.

Данная работа была выполнена благодаря поддержке Российско-финской комиссии по научному и техническому сотрудничеству. Очень полезными были дискуссии с Т.Хелстеном.

Список литературы

- [1] *Karney C.F.F., Perkins F.W., Sun Y.C.* // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 42. P. 1621.
- [2] *Heikkinen J.A., Hellsten T., Alava M.J.* // Nucl. Fusion. 1991. Vol. 31. N 6. P. 417-429.
- [3] *Sykes A. et al.* // Nucl. Fusion. 1992. Vol. 32. P. 693.
- [4] *Belyakov V.A., Bender S.E. et al.* // Proc. 19th Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics. Innsbruck, 1992. Vol. 16C. Pt 1. P. 471.
- [5] *Ирзак М.А., Павлов И.П., Шербинин О.Н.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 2. С. 64-75.
- [6] *Alava M.J., Heikkinen J.A., Hellsten T.* ТКК-F-A706. Helsinki, University of Technology, Otaniemi. 26 p.
- [7] *Brambilla M.* // Plasma Phys. Contr. Fusion. 1989. Vol. 31. N 5. P. 723-757.
- [8] *Аскинази Л.Г., Голант В.Е. и др.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 3. С. 315-318.
- [9] *Brambilla M., Krucken T.* // Nucl. Fusion. 1988. Vol. 28. N 10. P. 1813-1833.