

04:09

©1994 г.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ ВБЛИЗИ ИОННЫХ ЦИКЛОТРОННЫХ ЧАСТОТ

М.А.Ирзак, И.П.Павлов, О.Н.Шербинин

Излагаются результаты численного моделирования распространения волн в диапазоне циклотронных частот в режиме трансформации мод для плазмы токамака "Туман-3". Задача решалась в плоской геометрии для одномерно неоднородной плазмы с учетом нелокальной связи между индуцированными в плазме токами и электрическим полем. В рассмотрение включались поглощение на первой и второй циклотронных гармониках, затухание Ландау и столкновительное поглощение. Решение волнового уравнения вдали от области трансформации раскладывалось по 6 геометрико-оптическим волнам, что позволяло определить эффективность поглощения волн в плазме. Приведены результаты расчетов при распространении быстрой волны как со стороны слабого, так и со стороны сильного магнитного поля токамака.

Введение

В Физико-техническом институте им.А.Ф.Иоффе ведутся исследования ионного циклотронного нагрева на токамаке "Туман-3". Нагрев осуществлялся в дейтериевой плазме при возбуждении быстрых магнитно-звуковых (БМЗ) волн на частоте, близкой к циклотронной частоте ионов малой добавки водорода. Поглощение возбуждаемых волн в зависимости от относительной концентрации примесных ионов происходило либо на основной циклотронной частоте ионов малой добавки, либо путем трансформации БМЗ волны в быстро затухающую бернштейновскую (Б) волну [1]. Исследования в режиме трансформации мод при возбуждении БМЗ волны со стороны слабого магнитного поля токамака продемонстрировали эффективный нагрев электронной и ионной компонент плазмы в широком диапазоне концентраций водорода. Было показано, что область нагрева электронов совпадает с расчетной областью трансформации БМЗ волны в Б волну. А немонотонная зависимость нагрева электронов и ионов основной плазмы при увеличении относительной концентрации водорода объясняется конкуренцией двух механизмов — затуханием Ландау на электронах и поглощением Б волн на второй гармонике циклотронной частоты неполоностью ионизованными ионами углерода, азота и кислорода.

Поскольку затухание электромагнитных волн в плазме определяется одновременно несколькими механизмами поглощения, то представляется целесообразной разработка численной методики оценки роли разных механизмов поглощения. С этой целью в настоящей работе решается волновое уравнение в области ионных циклотронных частот в одномерно неоднородной плазме с учетом пространственной дисперсии и тепловых эффектов для условий экспериментов на токамаке "Туман-3". Для решения волнового уравнения применялась методика, предложенная в [2] и использовавшаяся М.Брамбиллой для расчета прямого возбуждения бернштейновских волн в плазме [3].

Постановка задачи

Распространение электромагнитных волн в плазме с частотой Ω , характеристики которых изменяются по гармоническому закону $\bar{E} = \bar{E}e^{-i\Omega t}$, описывается волновым уравнением

$$\Delta \bar{E} - \text{grad}(\text{div } \bar{E}) + \frac{\Omega^2}{C^2} \bar{E} + \frac{4\pi i \Omega}{C^2} \bar{J} = 0. \quad (1)$$

Дифференциальное выражение для токов J , индуцированных в плазме, было, в частности, получено в работе [4]. В ней использовалось приближение слабой неоднородности, когда

$$\mu = \frac{V_{\perp}}{\Omega} \frac{1}{B_0} \frac{dB}{dx} \ll 1,$$

где B и B_0 — текущее и центральное значения магнитного поля токамака, x — текущее значение координаты, вдоль которой меняются плазменные параметры, V_{\perp} — тепловая скорость частиц в перпендикулярном к магнитному полю токамака направлении.

Как и в работе [4], предполагается, что параметры плазмы меняются только вдоль оси X , когда как в других направлениях плазма считается однородной. Индуцированный ток J представляется в виде разложения по малому параметру μ . При этом учитываются только члены нулевого и второго порядка разложения. Членами первого порядка, связанными с магнитной накачкой, пренебрегли. В поправках второго порядка малости для токов оставлены члены, ответственные за поглощение на второй гармонике циклотронной частоты. Членами же, связанными с поглощением на первой гармонике и затуханием Ландау, пренебрегли, поскольку они учитывались в нулевом приближении. В результате нулевой член разложения тока J , индуцированного в неоднородной плазме, имеет тот же вид, что и в приближении геометрической оптики имеет нулевой член разложения тока по малому параметру $((V_{\perp}/\Omega)K_{\perp})^2$ (K_{\perp} — волновой вектор). А второй член разложения $J^{(2)}$ выглядит следующим образом:

$$J^{(2)} = (-i) \frac{C^2}{2\pi\Omega} \left(\frac{d}{dx} + K_y \right) \left[\sigma \left(\frac{d}{dx} - K_y \right) (E_x + iE_y) \right], \quad (2)$$

где

$$\sigma = \frac{1}{4} \sum_i \frac{\Omega_{pi}^2}{\Omega_{ci}^2} \frac{V_{ti}^2}{C^2} [-\beta_{0i} Z(\beta_{2i})]; \quad \beta_{ni} = (\Omega - n\Omega_{ci}) / K_z V_{ti}; \quad (3)$$

K_y, K_z — проекции волнового вектора на оси Y и Z ; Ω_{pi}, Ω_{ci} — ионные плазменная и циклотронная частоты; V_{ti} — тепловая скорость; $Z(\beta)$ — дисперсионная функция.

С учетом (2) волновое уравнение преобразуется в систему дифференциальных уравнений 6-го порядка [3], описывающих распространение волн в диапазоне частот не выше второй циклотронной гармоники,

$$\begin{aligned}
 & - \left(\frac{d}{dx} + K_y \right) \left[\sigma \left(\frac{d}{dx} - K_y \right) (E_x + iE_y) \right] + \left(K_y^2 + K_z^2 - \frac{\Omega^2}{C^2} \varepsilon_{xx} \right) E_x + \\
 & \quad + iK_y \frac{dE_y}{dx} - \frac{\Omega^2}{C^2} \varepsilon_{xy} E_y + iK_z \frac{dE_z}{dx} = 0, \\
 & i \left(\frac{d}{dx} + K_y \right) \left[\sigma \left(\frac{d}{dx} - K_y \right) (E_x + iE_y) \right] + iK_y \frac{dE_x}{dx} + \frac{\Omega^2}{C^2} \varepsilon_{xy} E_x - \frac{d^2 E_y}{dx^2} + \\
 & \quad + \left(K_z^2 - \frac{\Omega^2}{C^2} \varepsilon_{xx} \right) E_y - K_y K_z E_z = 0, \\
 & iK_z \frac{dE_x}{dx} - K_y K_z E_y - \frac{d^2 E_z}{dx^2} + \left(K_y^2 - \frac{\Omega^2}{C^2} \varepsilon_{zz} \right) E_z = 0, \quad (4)
 \end{aligned}$$

где ε — компоненты тензора диэлектрической проницаемости в нулевом приближении по малому параметру $((V_{\perp}/\Omega)K_{\perp})^2$.

Закон сохранения энергии, соответствующий данной дифференциальной системе, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 & \frac{dS_x}{dx} = -W, \\
 & S_x = \frac{C}{8\pi} \left\{ \operatorname{Re} \left[\frac{\Omega}{C} (E_y^* B_z - E_z^* B_y) \right] + \right. \\
 & \quad \left. + \operatorname{Im} \left\{ (E_x + iE_y)^* \left[\sigma \left(\frac{d}{dx} - K_y \right) (E_x + iE_y) \right] \right\} \right\}, \\
 & W = \frac{C}{8\pi} \left\{ -\operatorname{Im}(\sigma) \left| \left(\frac{d}{dx} - K_y \right) (E_x + iE_y) \right|^2 + \operatorname{Im}(\varepsilon_{xx} - i\varepsilon_{xy}) |(E_x + iE_y)|^2 + \right. \\
 & \quad \left. + \operatorname{Im}(\varepsilon_{xx} + i\varepsilon_{xy}) |(E_x - iE_y)|^2 + \operatorname{Im}(\varepsilon_{zz}) |E_z|^2 \right\}. \quad (5)
 \end{aligned}$$

Поток энергии S_x состоит из двух слагаемых, первое из которых описывает электромагнитный поток энергии, а второе — кинетический поток энергии. В выражении для W первое, второе и четвертое слагаемые описывают соответственно поглощение на второй, первой циклотронных гармониках и затухание Ландау, а второе и третье учитывают столкновительное поглощение.

Интегрирование системы дифференциальных уравнений (4) поперек границы раздела вакуум-плазма в интервале $(-0; +0)$ дает следующие условия на границе:

$$B_y = \text{const}, \quad B_z = \text{const}, \quad \sigma \left(\frac{d}{dx} - K_y \right) (E_x + iE_y) = \text{const}. \quad (6a)$$

Последнее условие связано с непрерывностью потока энергии частиц, движущихся в поле волны. Поскольку в вакууме $\sigma = 0$, то на границе плазмы с отличной от нуля концентрацией

$$\sigma \left(\frac{d}{dx} - K_y \right) (E_x + iE_y) = 0. \quad (6b)$$

Система дифференциальных уравнений 6-го порядка требует 6 граничных условий. Поэтому для полного определения системы можно поставить по 3 граничных условия на каждой из границ в X -м направлении. Для ряда задач с целью сокращения объема счета 3 граничных условия можно накладывать в глубине плазмы, в той области, где справедливо приближение геометрической оптики. Там суммарное электрическое поле представлялось как суперпозиция трех уходящих геометрико-оптических волн: быстрой (\bar{E}^f), медленной (\bar{E}^s) и бернштейновской (\bar{E}^b):

$$\bar{E} = \bar{F} \cdot \exp(iK_x^f \cdot X) + \bar{E}^s \cdot \exp(iK_x^s \cdot X) + \bar{E}^b \cdot \exp(iK_x^b \cdot X), \quad (7)$$

$K_x^{f,s,b}$ — волновые векторы соответственно для быстрой, медленной и бернштейновской волн.

Отметим, что данный вид граничных условий соответствует режиму излучения в полупространство, так как отраженные из глубины плазмы волны не учитываются. Обозначим

$$T^{f,s,b} = |\bar{E}^{f,s,b}| \exp(iK_x^{f,s,b} \cdot X), \quad \bar{P}^{f,s,b} = \frac{\bar{E}^{f,s,b}}{|\bar{E}^{f,s,b}|}, \quad (8)$$

\bar{P} — комплексный вектор поляризации, который находится из дисперсионного уравнения; T — комплексная амплитуда электрического поля волны в точке X . Тогда из уравнения (7) с учетом принятых обозначений (8) получаются векторные уравнения

$$\bar{E} = T^f \cdot \bar{P}^f + T^s \cdot \bar{P}^s + T^b \cdot \bar{P}^b,$$

$$\frac{d\bar{E}}{dx} = iK_x^f \cdot T^f \cdot \bar{P}^f + iK_x^s \cdot T^s \cdot \bar{P}^s + iK_x^b \cdot T^b \cdot \bar{P}^b, \quad (9)$$

которые дают 6 скалярных уравнений. При этом были введены 3 дополнительные неизвестные $T^{f,s,b}$. Таким образом, система уравнений (4) совместно с граничными условиями (6), (9) полностью определяет характер распространения волн в плазме при принятых допущениях.

В случае приближения холодной плазмы ($\sigma = 0$) задача упрощается, так как в этом случае из первого уравнения системы (4) компонента E_x выражается в явном виде через другие компоненты поля и их производные. В результате получается система уравнений четвертого порядка. Это позволяет резко сократить объем счета, что может быть существенным, например, для расчетов поверхностного импеданса плазмы в диапазоне нижнегибридных частот.

Численное решение

Система дифференциальных уравнений (4) решалась методом конечных элементов. Плазма разбивалась на слои, далее по методу Галеркина задача сводилась к системе линейных уравнений. Для этого в пределах каждого слоя электрическое поле представлялось в виде суммы интерполирующих функций Эрмита

$$\bar{E}_\nu^i = \bar{E}_{\nu 0}^i \cdot F_0(\xi_i) + \bar{E}_{\nu 1}^i \cdot F_1(\xi_i) + \bar{E}_{\nu 0}^{i+1} \cdot F_0(\xi_{i+1}) + \bar{E}_{\nu 1}^{i+1} \cdot F_1(\xi_{i+1}), \quad (10)$$

$$F_0(\xi) = (|\xi| - 1)^2 \cdot (2|\xi| + 1),$$

$$F_1(\xi) = (|\xi| - 1)^2 \cdot \xi \cdot (X_{i+1} - X_i), \quad -1 \leq \xi \leq 1,$$

$$\nu = x, y, z; \quad \xi_i = \frac{X - X_i}{X_{i+1} - X_i} \quad X_i \leq X \leq X_{i+1},$$

$$\xi_i = \frac{X - X_i}{X_i - X_{i-1}} \quad X_{i-1} \leq X \leq X_i,$$

$\bar{E}_{\nu 0}^i$ и $\bar{E}_{\nu 1}^i$ суть значения электрического поля и его производной на i -й границе разбиения.

При таком представлении обеспечивается непрерывность электрических полей на границах разбиения, а электрическое поле внутри каждого слоя определяется полями на соседних границах разбиения, т.е. учитываются эффекты пространственной дисперсии. Каждое из дифференциальных уравнений системы (4) домножалось на функции $F_0(\xi_i)$ и $F_1(\xi_i)$ и интегрировалось по частям на отрезке $[X_i; X_{i+1}]$, что приводит к последующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} & \int_{x_i}^{x_{i+1}} dx \left\{ \left[\left(\frac{d}{dx} - K_y \right) F^* \right] \sigma \left[\left(\frac{d}{dx} - K_y \right) (E_x + iE_y) \right] + \right. \\ & \left. + F^* \cdot \left[\left(iK_y \frac{dE_y}{dx} - \frac{\Omega^2}{C^2} \varepsilon_{xy} E_y \right) + \left(K_y^2 + K_z^2 - \frac{\Omega^2}{C^2} \varepsilon_{xx} \right) E_x + iK_z \frac{dE_z}{dx} \right] \right\} = \\ & = \left\{ F^* \left[\sigma \left(\frac{d}{dx} - K_y \right) (E_x + iE_y) \right] \right\}_{x_i}^{x_{i+1}}, \\ & \int_{x_i}^{x_{i+1}} dx \left\{ (-i) \left[\left(\frac{d}{dx} - K_y \right) F^* \right] \sigma \left[\left(\frac{d}{dx} - K_y \right) (E_x + iE_y) \right] + \right. \\ & \left. + \frac{dF^*}{dx} \left(\frac{dE_y}{dx} - iK_y E_x \right) + F^* \left[\frac{\Omega^2}{C^2} \varepsilon_{xy} E_x + \left(K_z^2 - \frac{\Omega^2}{C^2} \varepsilon_{xx} \right) E_y - K_y K_z E_x \right] \right\} = \\ & = \left\{ F^* \cdot \left[(-i) \cdot \sigma \left(\frac{d}{dx} - K_y \right) (E_x + iE_y) + \left(\frac{dE_y}{dx} - iK_y E_x \right) \right] \right\}_{x_i}^{x_{i+1}}, \end{aligned}$$

$$\int_{x_i}^{x_{i+1}} dx \left\{ \frac{dF^*}{dx} \left(\frac{dE_z}{dx} - iK_z E_x \right) + F^* \left[-K_y K_z E_y + \left(K_y^2 - \frac{\Omega^2}{C^2} \varepsilon_{zz} \right) E_z \right] \right\} =$$

$$= \left\{ F^* \left(\frac{dE_z}{dx} - iK_z E_x \right) \right\}_{x_i}^{x_{i+1}}, \quad F = F_0(\xi_i), \quad F_1(\xi_i). \quad (11)$$

При подстановке (10) в (11) получается система линейных уравнений, которая совместно с граничными условиями (6), (9) определяет значения электрических полей и их производных на границах разбиения

$$\sum_{p=x,y,z} \sum_{r=0}^1 \sum_{h=0}^1 M_{s,p,q,h}^{i,i+r} \cdot E_{p,h}^{i+r} = 0; \quad (12)$$

где

$$M_{s,p,q,h}^{i,i+r} = Q_{s,p,q,h}^{i,i+r} + \delta_{0r} \cdot \delta_{0q} \cdot P_{s,p,h}^i, \quad s = x, y, z, \quad q = 0, 1$$

и

$$Q_{s,p,q,h}^{i,i+r} = \int_{x_i}^{x_{i+1}} dx \left[G_{sp}^{00} F_q(\xi_i) F_h(\xi_{i+r}) + G_{sp}^{01} F_q(\xi_i) \frac{dF_h(\xi_{i+r})}{dx} + \right.$$

$$\left. + G_{sp}^{10} \frac{dF_q(\xi_i)}{dx} F_h(\xi_{i+r}) + G_{sp}^{11} \frac{dF_q(\xi_i)}{dx} \frac{dF_h(\xi_{i+r})}{dx} \right].$$

Матрицы P и G выражаются через компоненты тензора $\hat{\varepsilon}$ и проекции волнового вектора K_z и K_y .

Вдали от области трансформации найденное решение по аналогии с уравнениями (9) раскладывалось по 6 парциальным геометрико-оптическим волнам F_+ , S_+ , B_+ , F_- , S_- , B_- — быстрой, медленной и бернштейновской, распространяющимся в обе стороны. По формуле (5) для каждой из волн находилась плотность потока энергии. Совпадение суммарного потока энергии с суммой потоков отдельных волн служило свидетельством правомерности применения геометрической оптики. Используемое разложение позволяет проследить поведение каждой из волн в отдельности и тем самым дает более наглядное представление о картине распространения волн в плазме.

Результаты расчетов

Расчеты проводились для параметров плазмы токамака "Туман-3" — крутой установки ($r/R = 24/55$), работающей при магнитных полях $B_0 = 5-8$ кГс с концентрациями $n_0 = 1-5 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. В экспериментах по нагреву плазмы ВЧ антенна возбуждала широкий спектр волн по продольным замедлениям $N_z = 0-70$ [5]. Частота ВЧ поля задавалась равной 8 МГц. Значение магнитного поля выбиралось таким образом, чтобы область трансформации БМЗ волны в В волну находилась в центре плазмы.

Рассмотрим сначала распространение БМЗ волны со стороны слабого магнитного поля. В этом случае при подходе к зоне трансформации БМЗ волна частично отражается, частично туннелирует сквозь

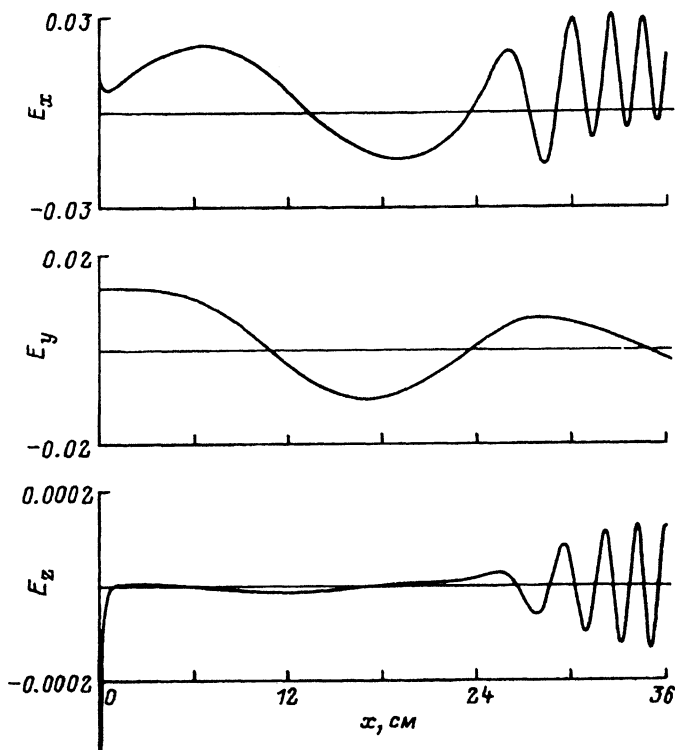


Рис. 1. Мгновенная картина ВЧ полей при возбуждении волны со стороны слабого магнитного поля.

$B_0 = 5.65$ кГс, $T_{e0} = 450$ эВ, $T_{i0} = 150$ эВ, $n_0 = 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $N_x = 50$, состав плазмы 15%Н + 85%D.

барьер непрозрачности и частично трансформируется в бернштейнговскую волну. Граничные условия, соответствующие режиму излучения в полупространство, накладывались в глубине плазмы за зоной трансформации. На рис. 1 для примера приведена мгновенная картина полей в дейтериево-водородной плазме (15%Н + 85%D) при $N_x = 50$. Температура и концентрация менялись по сечению плазменного шнура по параболическому закону. Видно, что в центре плазмы, где расположена зона трансформации, генерируется коротковолновая бернштейнговская волна с характерными компонентами поля E_x и E_z . E_y — основная компонента электрического поля БМЗ волны при этом не меняет своего характера.

На рис. 2 для того же случая показано изменение вдоль координаты X суммарной плотности потока энергии (P_0) и потоков парциальных волн (F_+ , F_- — прямая и отраженная БМЗ волны; B_+ , B_- — прямая и отраженная бернштейнговские волны). Заштрихована область комплексно-сопряженных решений дисперсионного уравнения, где приближение геометрической оптики не работает и разложение полей на геометрико-оптические волны не имеет смысла. Спад суммарного потока при подходе к зоне трансформации и за этой зоной объясняется поглощением БМЗ волны ионами водорода на циклотронной частоте и поглощением бернштейнговской волны на электронах, что подтвер-

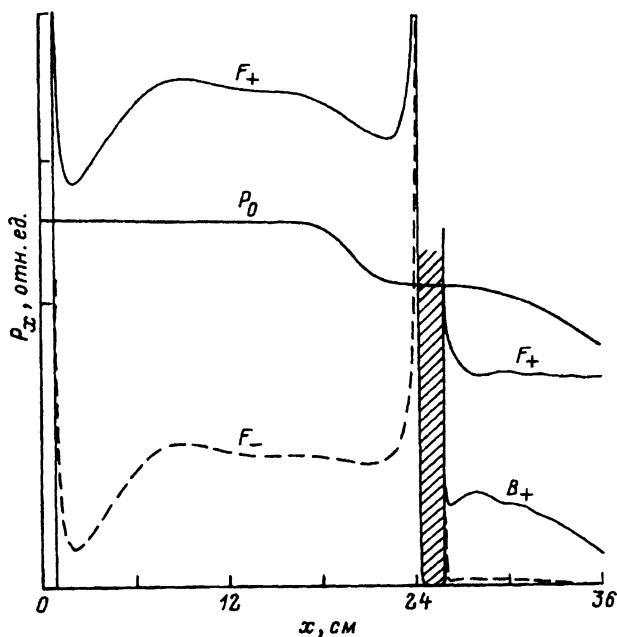


Рис. 2. Потoki мощности волн для условий рис. 1.

Сплошные кривые — падающие потоки, пунктир — отраженные; P_0 — полный поток; F_+ , F_- — БМЗ волны; B_+ , B_- — бернштейнские волны.

ждается и поведением парциальных потоков. Поскольку характерные размеры плазменных областей сравнимы с длиной волны в плазме, то при разложении точного решения по геометрико-оптическим волнам в потоках парциальных волн появляются немонотонные составляющие. Особенно резко парциальные потоки меняются вблизи нулей показателя преломления и вблизи области трансформации, где приближение геометрической оптики не работает.

При распространении БМЗ волны со стороны сильного магнитного поля при ее подходе к области трансформации идут два процесса: прохождение БМЗ волны сквозь барьер непрозрачности и трансформация БМЗ волны в бернштейнскую, идущую обратно к границе. Если ее затухание не очень велико, то она доходит до границы и отражается. В свою очередь отраженная от границы Б волна может трансформироваться как в БМЗ волну, распространяющуюся к периферии плазмы, так и в БМЗ волну, уходящую в глубь плазмы. При слабом поглощении бернштейнских волн слева от области трансформации возможно образование стоячих бернштейнских волн.

На рис. 3 и 4 показаны пространственное распределение электрических полей и ход потоков энергии волн вдоль координаты X для случая $N_z = 50$ при тех же параметрах плазмы. Видно, как БМЗ волна трансформируется в Б волну, которая эффективно затухает на электронах. При уменьшении N_z до 30 (рис. 5) эффективность затухания Ландау уменьшается. В результате Б волна частично доходит до края плазмы и отражается. Часть отраженной Б волны трансформируется обратно в БМЗ волну. Дальнейшее уменьшение N_z приводит к образованию стоячих бернштейнских волн.

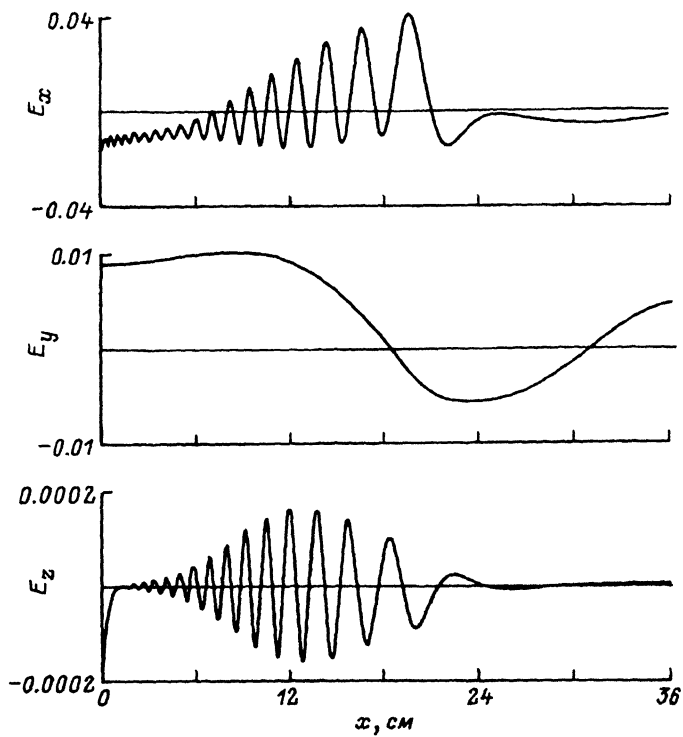


Рис. 3. Мгновенная картина полей при возбуждении волн со стороны сильного магнитного поля.
Условия те же.

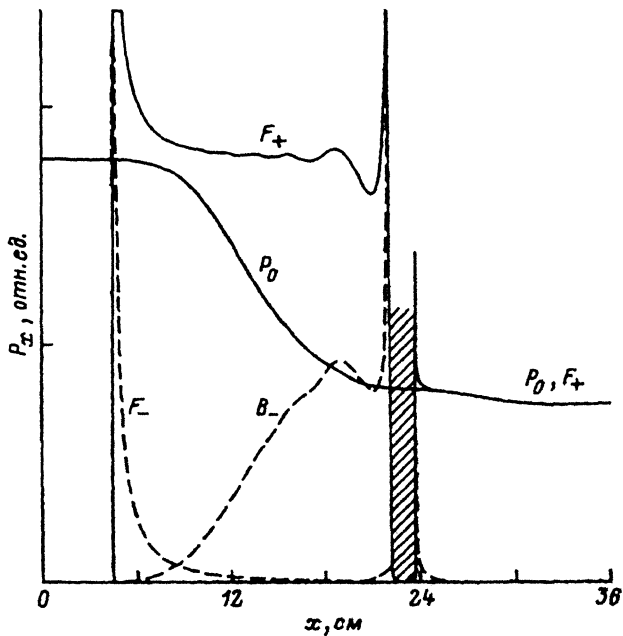


Рис. 4. Поток мощности для условий рис. 3.
Обозначения те же, что и на рис. 2.

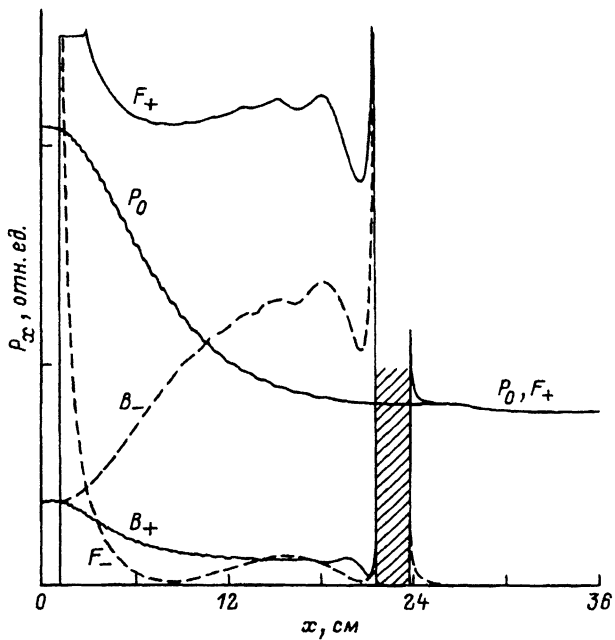


Рис. 5. То же, что на рис. 4 ($N_z = 30$).

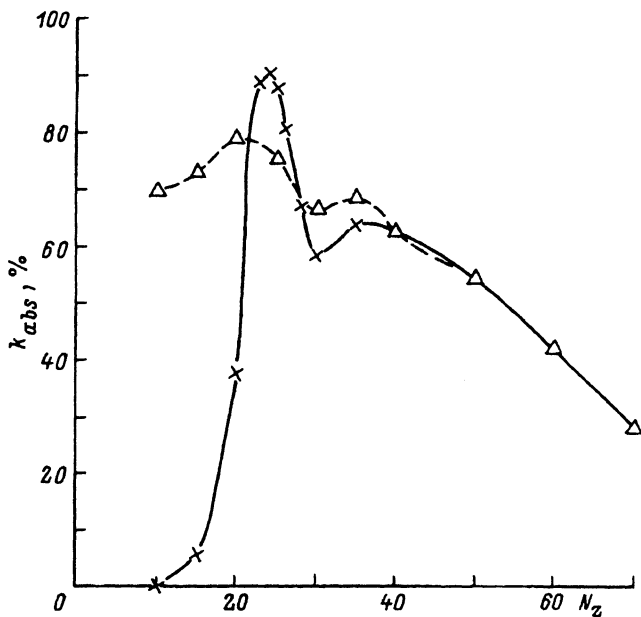


Рис. 6. Коэффициент поглощения мощности при распространении со стороны сильного поля в зависимости от N_z .

Сплошная кривая — $15\%N^+ + 85\%D^+$, пунктир — с добавкой 1% ионов N_{14}^{+5} .

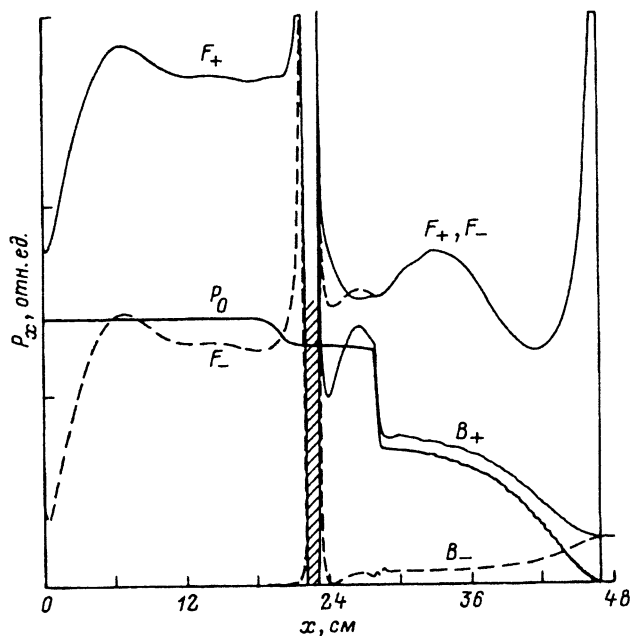


Рис. 7. Ход потоков мощности по сечению токамака при возбуждении волн со стороны слабого поля и наличии отражения от задней стенки.

Состав плазмы — $6\%H^+ + 1\%N_{14}^{+6} + 88\%D^+$, $N_z = 30$.

Величина поглощенной мощности до зоны трансформации определяется, с одной стороны, эффективностью трансформации, а с другой стороны, эффективностью поглощения Б волны. На рис. 6 показано полное поглощение суммарного потока энергии в этой области в зависимости от N_z . Сплошная кривая относится к случаю $15\%H + 85\%D$, когда Б волна затухает только на электронах. При уменьшении N_z из-за увеличения ширины зоны непрозрачности эффективность трансформации возрастает. Одновременно с этим уменьшается эффективность затухания Б волн на электронах. Конкуренция этих двух механизмов наряду с образованием стоячих волн слева от области трансформации при сравнительно небольших значениях N_z приводит к резко немонотонной зависимости поглощенной в плазме мощности от N_z .

Чтобы снизить добротность плазменного резонатора, образующегося при достаточно малых продольных замедлениях, в расчеты была включена малая добавка третьего сорта ионов ($1\% N_{14}^{+6}$), которая обеспечила дополнительное затухание Б волны на второй гармонике циклотронной частоты. Влияние добавки хорошо видно на рис. 6 (пунктир). Учет неполностью ионизованных ионов тяжелой примеси увеличивает величину поглощенной мощности при малых замедлениях.

На рис. 7 показаны суммарный поток энергии и потоки энергии отдельных волн для случая возбуждения БМЗ волны со стороны слабого магнитного поля, когда на противоположной границе плазмы накладывались условия полного отражения электромагнитных волн. Потоки приведены для дейтериево-водородной плазмы с добавкой 1% ионов азота N_{14}^{+6} . На рисунке можно четко разделить поглощение БМЗ волны

на ионах водорода (при $x = 20$ см), а также поглощение бернштейновской волны на ионах азота (при $x = 28$ см) и электронах. Следует отметить, что при изменении продольного замедления соотношение между мощностями, поглощаемыми водородом, азотом и электронами, меняется. Это связано с тем, что в условиях многопроходного поглощения величина электрического поля в зонах поглощения сильно зависит от продольного замедления.

Заключение

Разработанная программа позволяет описывать распространение волн в плазме в плоской одномерно-неоднородной модели. В случае многопроходного поглощения, когда поглощение волн во многом определяется распределением поля по сечению плазмы, рассматриваемая модель, вообще говоря, не позволяет количественно определить суммарное поглощение волн в тороидальной геометрии токамака, а дает только качественные зависимости. Однако разложение точного решения по плоским геометрико-оптическим волнам, когда в глубине плазмы накладываются граничные условия в виде излучения в полупространство, позволяет правильно оценить эффективность однопроходного поглощения, а также коэффициенты трансформации БМЗ волны в бернштейновскую.

Отметим, что программа позволяет рассчитывать поверхностный импеданс плазмы в условиях существования отраженных из глубины плазмы волн.

Список литературы

- [1] *Askinazi L.G., Afanas'ev V.I., Golant V.E. et al // Proc. XII IAEA Conf. on Plas. and Contr. Nucl. Fusion Res. Nise, 1988. Vol. 1. P. 699-706.*
- [2] *Appert K., Hellsten T., Vaclavic J., Villard L. // Computer Phys. Commun. 1986. Vol. 40. P. 73-93.*
- [3] *Brambilla M. // Preprint IPP 5/15. Garching, 1987. Nucl. Fusion. 1989. Vol. 28. N 4. P. 549-563.*
- [4] *Brambilla M., Ottaviani M. // Plasma Phys. and Contr. Fus. 1985. Vol. 27. N 8. P. 919-923.*
- [5] *Павлов И.П., Шербинин О.Н. // Препринт ФТИ. № 948. Л., 1985.*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
30 июня 1993 г.