

УДК 537.8, 621.039.643

КВАЗИДВУМЕРНЫЙ КОД ДЛЯ РАСЧЕТА ИМПЕДАНСА АНТЕННЫ СИСТЕМЫ ИЦР-НАГРЕВА

© 2024 г. П. Р. Науменко^{a, b, *}, К. О. Недбайлов^{a, b, **}, А. С. Черненко^{b, ***}

^aМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Долгопрудный, Россия

^bНИИЦ “Курчатowski институт”, Москва, Россия

*E-mail: naumenko.pr@phystech.edu

**E-mail: nedbajlov.ko@phystech.edu

***E-mail: chernenko_as@nrcki.ru

Поступила в редакцию 27.02.2024 г.

После доработки 17.06.2024 г.

Принята к публикации 25.06.2024 г.

Ионно-циклотронный резонансный нагрев рассматривается как один из методов дополнительного нагрева плазмы и создания неиндукционного тока в токамаке Т-15МД. Для передачи максимальной мощности в плазму требуется знать импеданс системы антенна-плазма, согласовать его с импедансом генератора ВЧ-мощности и линии ее передачи. Статья посвящена разработке кода для расчета импеданса антенны системы ИЦР-нагрева плазмы в тороидальных магнитных ловушках. Для нахождения импеданса системы антенна-плазма в упрощенной геометрии антенны, состоящей из токопроводящих пластин, решается волновое уравнение в приближении “холодной” плазмы, рассчитывается излучаемый антенной спектр ВЧ-мощности. Для геометрии токамака Т-15МД получены зависимости импеданса системы антенна-плазма от расстояний между антенной и экраном Фарадея и между экраном Фарадея и плазмой. Получено двумерное распределение электрического поля волны в плазме.

Ключевые слова: плазма, токамак, ионно-циклотронный резонансный нагрев, импеданс системы антенна-плазма

DOI: 10.31857/S0367292124090057, **EDN:** DVHJDG

1. ВВЕДЕНИЕ

Ионно-циклотронный резонансный нагрев (ИЦРН) является одним из методов дополнительного нагрева плазмы и создания неиндукционного тока в установках магнитного удержания плазмы. Передача энергии плазме осуществляется с помощью электромагнитной волны радиочастотного диапазона, излучаемой антенной. Актуальность и важность метода ИЦРН определяется возможностью нагрева ионной компоненты плазмы до температуры около 10 кэВ [1], которая необходима для осуществления термоядерной реакции. На установках TEXTOR [1], ASDEX Upgrade [2], JET [3, 4], было продемонстрировано, что комбинирование ИЦРН с другими методами нагрева, такими как ниже-ги-

бридный нагрев (НГН), нейтральная инжекция (НИ) и электронно-циклотронный резонансный нагрев (ЭЦРН), позволяет добиться значительного повышения температуры и энергосодержания плазмы.

Для эффективного ИЦР-нагрева плазмы необходимо решить следующие задачи: выбор частоты ВЧ-волны; определение оптимальной геометрии антенны; проектирование системы передачи мегаваттной ВЧ-мощности от генератора к плазме. Одной из важнейших задач является согласование импеданса системы антенна-плазма с импедансом линии передачи ВЧ-мощности. Импеданс системы антенна-плазма зависит от геометрии антенны, профиля плотности плазмы, магнитного поля и темпера-

туры плазмы. В результате резких изменений профиля плотности плазмы происходит рассогласование импеданса системы антенна-плазма и импеданса линии передачи, при этом часть мощности отражается обратно в генератор. Это оказывает влияние на эффективность нагрева и может привести к аварийному отключению или к выводу системы ИЦРН из строя. Профиль плотности плазмы в окрестности антенны можно регулировать с помощью напуска дополнительного газа [5]. Также существуют другие немеханические методы подстройки импеданса ИЦРН системы: 3dB-гибриды (3dB hybrid couplers) [6], внешняя Т-сопряженная система согласования (External Conjugate-T) [7] и система с быстрой ферритовой подстройкой (Fast Ferrite Tuners) [8]. В [9] рассмотрены наиболее распространенные схемы согласования.

Оптимизацию геометрических и электротехнических параметров системы ИЦРН на различных установках проводят путем математического моделирования [10–12]. На токамаке EAST исследовалась зависимость действительной части импеданса системы антенна-плазма от радиального расстояния между антенной и плазмой, при этом было показано хорошее совпадение результатов расчетов с экспериментом [11]. Таким образом, математическое моделирование является актуальным методом определения оптимальных параметров эксперимента по ИЦР-нагреву.

Система ИЦР-нагрева является одной из систем дополнительного нагрева плазмы токамака Т-15МД в НИЦ “Курчатовский институт” [12–14]. Описание установки Т-15МД приведено в работе [15]. Планируется, что система ИЦРН на Т-15МД будет иметь следующие параметры: мощность нагрева 6 МВт, длительность импульса 1–30 с, диапазон рабочих частот 15–60 МГц, напряжение в линии передач порядка 30 кВ, волновое сопротивление генератора и линии передач 25–30 Ом. Для работы на токамаке Т-15МД необходимо провести моделирование системы ИЦРН и определить ее оптимальные параметры. Однако в настоящее время в НИЦ “Курчатовский институт” не существует численного кода для моделирования ИЦР-нагрева, в частности, расчета импеданса системы антенна-плазма.

Настоящая работа посвящена описанию программного кода для решения этой задачи. Код основан на математической модели, приведенной в работе В.Л. Вдовина [16]. В модели используется

приближение “холодной” плазмы. В этом приближении плазма является бесстолкновительной и состоит из электронов и ионов при нулевой температуре [17]. Проведен расчет излучаемого антенной спектра ВЧ-мощности, что позволило определить величину импеданса в зависимости от параметров антенны [18, 19]. Проведена верификация кода с результатами работы [16] в условиях проекта установки INTOR. Для условий Т-15МД получены зависимости действительной и мнимой частей импеданса системы антенна-плазма от расположения пластин антенны внутри патрубков, от расстояния между антенной и плазмой, построено двумерное распределение электрического поля ВЧ-волны в периферийной области плазмы.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На рис. 1 и 2 представлена упрощенная геометрия ВЧ-антенны, состоящей из четырех излучающих бесконечно тонких полос (strap), ток по которым течет в противоположных направлениях, что соответствует фазировке, обозначаемой как $0-\pi-0-\pi$. Следуя работе [16], полное расчетное

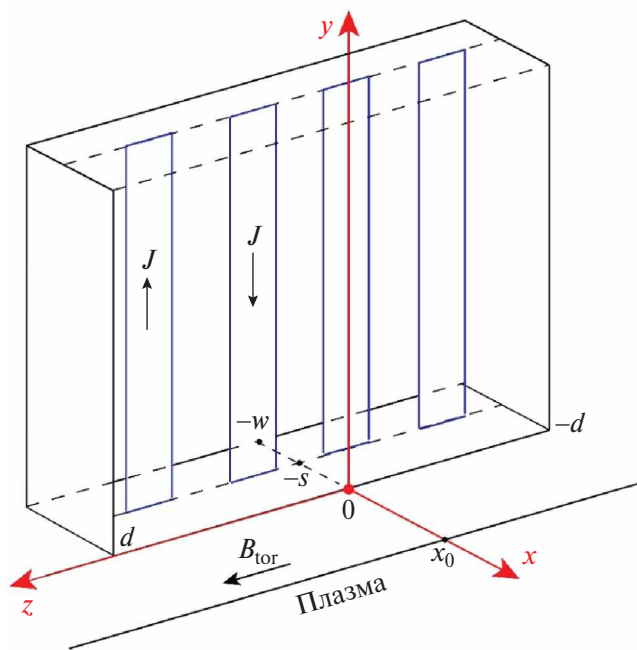


Рис. 1. Ниша с антенной в изометрии. J – ток, текущий по пластинам антенны. Размер d ограничивает нишу (и расчетное пространство) в тороидальном направлении, размер w ограничивает глубину ниши, экран Фарадея находится в плоскости $X = 0$, s и x_0 – координаты положения антенны и сепаратрисы плазмы, соответственно.

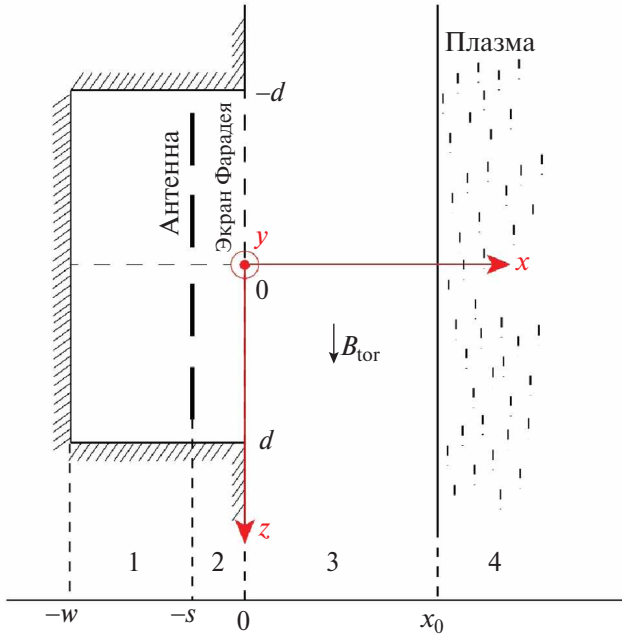


Рис. 2. Сечение антенны в экваториальной плоскости. Пространство разбивается на 4 области: 1 – от внешней границы ниши, в которой находится антенный блок, до пластин; 2 – от пластин до экрана Фарадея; 3 – от экрана Фарадея до сепаратрисы; 4 – область плазмы.

пространство разбивается на 4 области вдоль оси x : 1 – от внешней границы ниши, в которой находится антенный блок, до пластин; 2 – от пластин до экрана Фарадея; 3 – от экрана Фарадея до сепаратрисы; 4 – область плазмы, как указано на рис. 2. Магнитное поле задается выражением $B = B_0 \frac{R_0}{R_0 + a + x_0 - x}$, где B_0 – значение тороидального магнитного поля на оси, R_0 – большой радиус токамака, a – радиус плазменного шнура.

Для описания распространения электромагнитного излучения антенны решается волновое уравнение (1) в двумерном приближении в плоскости (X, Z) [17]

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где $\vec{E}$ – вектор напряженности электрического поля ВЧ-волны. Предполагается, что электрическое поле зависит от времени как $e^{-i\omega t}$ (в дальнейшем при записи выражений для полей зависимость от времени не указывается).

В первой и второй областях линейная плотность тока, текущего по каждой пластине антенны, раскладываются в ряд Фурье

$$J_y(z) = \sum_m J_m e^{ik_m z}, \quad (2)$$

где m – номера гармоник фурье-разложения тока, $k_m = \frac{\pi m}{d}$, $m = 1, 2, \dots, M$. Максимальный номер гармоники M будет определен в разд. 4.

Электрические поля тоже раскладываются в ряды Фурье. Буквой E будем обозначать реальное электрическое поле, а буквой $\mathcal{E}$ – его фурье-амплитуду.

Граничные условия задаются на границах расчетных слоев (областей) следующим образом:

$$E_{y1}(x = -w, z) = 0, \quad (3.1)$$

$$E_y(x, z = \pm d) = 0, \quad (3.2)$$

$$\epsilon_{y1}(x = -s) = \epsilon_{y2}(x = -s) \quad (3.3)$$

$$\left(\frac{\partial \epsilon_{y1}}{\partial x} - \frac{\partial \epsilon_{y2}}{\partial x} \right)_{x=-s} = -\frac{4\pi i \omega}{c^2} J_m, \quad (3.4)$$

где ω – частота ВЧ-генератора, i – мнимая единица. Граничные условия соответствуют тому, что электрическое поле волны равно нулю на границах ниши, а компонента магнитного поля волны, направленная по оси z , терпит разрыв при переходе через пластины антенны, по которым течет ток. Поле E_z не рассматривается, так как это поле будет вытеснено из области 3 экраном Фарадея.

В первой и второй областях будем искать электрическое поле волны в виде суммы плоских волн, бегущих вдоль оси x (выражения в скобках являются фурье-амплитудами ϵ_{y1} и ϵ_{y2})

$$E_{y1}(x, z) = \sum_{m=1}^{\infty} (A_{1m} e^{\kappa_m x} + B_{1m} e^{-\kappa_m x}) \sin \kappa_m z, \quad (4)$$

$$E_{y2}(x, z) = \sum_{m=1}^{\infty} (A_{2m} e^{\kappa_m x} + B_{2m} e^{-\kappa_m x}) \sin \kappa_m z, \quad (5)$$

где $\kappa_m = i(k_m^2 - k_0^2)$, $k_m = \frac{\pi m}{d}$, $k_0 = \frac{\omega}{c}$.

Применяя граничное условие (3.1), получим

$$B_{1m} = -A_{1m} e^{-2\kappa_m w}. \quad (6)$$

Используя этот результат, запишем выражение для фурье-амплитуды электрического поля волны в первой области

$$\epsilon_{y1}(x) = 2A_{1m} e^{-\kappa_m w} \sinh \kappa_m (x + w). \quad (7)$$

Граничное условие (3.2) выполняется для полей E_{y1} и E_{y2} , так как

$$\sin \kappa_m z|_{z=\pm d} = \pm \sin \pi m = 0.$$

Применяя граничные условия (3.3), (3.4) и используя результат (6), получим следующее

выражение для электрического поля волны во второй области

$$E_{y2}(x, z) = \sum_{m=1}^{\infty} (A_{2m} e^{\kappa_m x} + B_{2m} e^{-\kappa_m x}) \sin k_m z F(z), \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} B_{2m} &= J'_m - e^{-2\kappa_m s} A_{2m}, \\ J'_m &= -\frac{2\pi i \omega}{c^2 \kappa_m} J_m e^{-\kappa_m s} \left(1 - e^{-2\kappa_m (w-s)}\right), \\ F(z) &= \begin{cases} 1, & -d \leq z \leq d \\ 0, & |z| > d \end{cases}. \end{aligned} \quad (9)$$

Теперь, из граничного условия (3.3) можно получить выражение для коэффициента A_{1m} через A_{2m} и B_{2m}

$$A_{1m} = \left(-\frac{4\pi i \omega}{c^2 \kappa_m} J_m + A_{2m} e^{-\kappa_m s} - B_{2m} e^{\kappa_m s} \right) \cdot \frac{e^{\kappa_m s}}{1 + e^{-2\kappa_m (w-s)}}; \quad (10)$$

В третьей области $0 \leq x \leq x_0$ будем искать поле в виде интеграла Фурье, так как спектр фурье-гармоник в этой области непрерывен

$$E_{y3}(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{ik_z z} \sigma(k_z) \left[e^{ik_x x} - Y(k_z) e^{-ik_x x} \right], \quad (11)$$

где

$$k_x = \begin{cases} \left(k_0^2 - k_z^2\right)^{\frac{1}{2}}, & |k_z| < k_0 \\ i \left(k_z^2 - k_0^2\right)^{\frac{1}{2}}, & |k_z| \geq k_0 \end{cases}.$$

$\sigma(k_z)$ и $Y(k_z)$ — неизвестные коэффициенты, k_z — значение продольного волнового вектора. В отсутствие плазмы коэффициент $Y(k_z)$ равен нулю.

В четвертой области — области плазмы ($x \geq x_0$) электрическое поле волны имеет вид

$$E_{y4}(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z e^{ik_z z} \varepsilon_{y4}(x, k_z). \quad (12)$$

Амплитуда Фурье $\varepsilon_{y4}(x, k_z)$ в правой части (12) зависит от выбора модели плазмы. Следуя [16], мы используем модель, в которой не учитывается продольное электрическое поле волны, так как в ИЦ-диапазоне частот высокая подвижность электронов вдоль магнитного поля практически исключает существование компоненты E_z у волны. Тогда быстрые магнитозвуковые волны, распространяющиеся по плазме, описываются уравнением (13) [17]:

$$\frac{d^2 \varepsilon_{y4}}{dx^2} + k_{\perp}^2(x) \varepsilon_{y4} = 0, \quad (13)$$

где квадрат волнового вектора $k_{\perp}^2(x)$, направленного перпендикулярно к направлению тороидального магнитного поля, в приближении “холодной” плазмы определяется выражением [20]

$$k_{\perp}^2(x) = \frac{(\bar{\epsilon}_1(x) - k_z^2)^2 - \bar{\epsilon}_2^2(x)}{\bar{\epsilon}_1(x) - k_z^2}. \quad (14)$$

Компоненты тензора диэлектрической проницаемости в модели “холодной” плазмы имеют вид [17]

$$\begin{aligned} \epsilon_1(x) &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2(x)}{\omega^2 - \omega_{ce}^2(x)} - \frac{\omega_{pi}^2(x)}{\omega^2 - \omega_{ci}^2(x)}, \quad \epsilon_2(x) = \\ &= \frac{\omega_{ce}(x)}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2(x)}{\omega^2 - \omega_{ce}^2(x)} - \frac{\omega_{ci}(x)}{\omega} \frac{\omega_{pi}^2(x)}{\omega^2 - \omega_{ci}^2(x)}, \end{aligned}$$

где ω_{pe} и ω_{pi} — электронная и ионная плазменные частоты, ω_{ce} и ω_{ci} — электронная и ионная циклотронные частоты, $\omega_{ce} > 0$. Компонента ϵ_3 отсутствует в выражениях для БМЗ-волны, так как поле E_z не рассматривается в используемой модели. Для удобства введены обозначения

$$\bar{\epsilon}_1(x) = \epsilon_1(x) k_0^2, \quad \bar{\epsilon}_2(x) = \epsilon_2(x) k_0^2.$$

Получим аналитическое решение уравнения (13), с помощью линеаризации выражения (14)

$$\begin{aligned} k_{\perp}^2(x) &= \frac{(\bar{\epsilon}_1(x) - k_z^2)^2 - \bar{\epsilon}_2^2(x)}{\bar{\epsilon}_1(x) - k_z^2} = \\ &= (\bar{\epsilon}_1(x) - k_z^2 - \bar{\epsilon}_2(x)) \frac{\bar{\epsilon}_1(x) - k_z^2 + \bar{\epsilon}_2(x)}{\bar{\epsilon}_1(x) - k_z^2}. \end{aligned}$$

Обозначим выражение $(\bar{\epsilon}_1(x) - k_z^2 - \bar{\epsilon}_2(x))$ как $g(x)$. Разложим функцию $g(x)$ в ряд Тейлора в окрестности ее нуля, оставив только первое слагаемое разложения. Точка, в которой данная функция равна нулю, определяется из уравнения

$$\bar{\epsilon}_1(x_0 + L_0) - \bar{\epsilon}_2(x_0 + L_0) - k_z^2 = 0. \quad (15)$$

Здесь введен параметр $L_0(k_z)$, называемый длиной затухания. Величина $L_0(k_z)$ это расстояние от границы плазмы до отсечки БМЗ волны, то есть ширина области непрозрачности. Запишем разложение $g(x)$ в ряд Тейлора

$$\begin{aligned}
g(x_0 + L_0) &\equiv g'(x_0 + L_0) \cdot (x - x_0 - L_0) = \\
&= \frac{d(\bar{\epsilon}_1 - \bar{\epsilon}_2)}{dx} \Big|_{x=x_0+L_0} \cdot (x - x_0 - L_0) = \\
&= L_0 (\bar{\epsilon}_2 - \bar{\epsilon}_1)'_{x=x_0+L_0} \cdot \left(1 - \frac{x - x_0}{L_0}\right).
\end{aligned}$$

Теперь запишем линеаризованное выражение (14)

$$k_{\perp}^2(x) \equiv -k_{\perp 0}^2(k_z) \left(1 - \frac{x - x_0}{L_0(k_z)}\right), \quad (16)$$

где

$$k_{\perp 0}^2(k_z) = -L_0(k_z) (\bar{\epsilon}_2 - \bar{\epsilon}_1)'_x \frac{\bar{\epsilon}_1 - k_z^2 + \bar{\epsilon}_2}{\bar{\epsilon}_1 - k_z^2} \Big|_{x=x_0+L_0}. \quad (17)$$

Используя линеаризованный квадрат волнового вектора $k_{\perp}^2(x)$ (16), перепишем уравнение (13)

$$\frac{d^2 \epsilon_{y4}}{dx^2} - k_{\perp 0}^2(k_z) \left(1 - \frac{x - x_0}{L_0(k_z)}\right) \epsilon_{y4} = 0, \quad (18)$$

Замена переменной $\xi = \bar{a}(1 - \bar{x})$, где $\bar{a} = (k_{\perp 0} L_0)^{2/3}$ и $\bar{x} = (x - x_0) / L_0$, приводит уравнение (18) к уравнению Эйри $d^2 \epsilon_{y4} / d\xi^2 - \xi \epsilon_{y4} = 0$. Это уравнение имеет два линейно независимых решения, пропорциональных функциям Эйри 1-го и 2-го рода $\text{Ai}(\xi)$ и $\text{Bi}(\xi)$, которые имеют интегральное представление

$$\begin{aligned}
\text{Ai}(x) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{u^3}{3} + xu\right) du, \quad \text{Bi}(x) = \\
&= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \left[\exp\left(-\frac{u^3}{3} + xu\right) + \sin\left(\frac{u^3}{3} + xu\right) \right] du.
\end{aligned}$$

Решение этого уравнения представим в виде

$$\mathcal{E}_{y4}(x, k_z) = b(k_z) [\text{Ai}(\xi) + i \cdot \text{Bi}(\xi)], \quad (19)$$

где $b(k_z)$ — неизвестный коэффициент.

Теперь произведем сшивку полученных выражений для полей на границах расчетных слоев. На границе областей 2 и 3 ($x = 0$) электрическое поле и его первая производная непрерывны. Учитывая, что поле $E_{y2}(x, z)$ при $|z| > d$ равно нулю, из сшивки выражений (8) и (11) следует

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2\pi} \sum_m \int_{-d}^d dz \sin k_m z e^{-ik_z z} (A_{2m} + B_{2m}) = \\
= \sigma(k_z) (1 - Y(k_z)).
\end{aligned}$$

Используя интеграл

$$\int e^{c_1 u} \sin c_2 u du = \frac{e^{c_1 u}}{c_1^2 + c_2^2} (c_1 \sin c_2 u - c_2 \cos c_2 u) + c_3,$$

где c_1, c_2, c_3 — произвольные константы, и формулы $\cos \pi m = (-1)^m$, $e^{iu} = \cos u + i \cdot \sin u$ (формула Эйлера), получим

$$\begin{aligned}
\sigma(k_z) &= \frac{1}{1 - Y(k_z)} \frac{i}{\pi} \sum_m (A_{2m} + B_{2m}) \cdot \\
&\cdot \frac{(-1)^m k_m \sin k_z d}{k_m^2 - k_z^2}.
\end{aligned} \quad (20)$$

Из сшивки производных выражений (8) и (11) при $x = 0$ следует

$$\begin{aligned}
\sum_m (A_{2m} - B_{2m}) \kappa_m \sin k_m z F(z) = \\
= \int_{-\infty}^{\infty} dk_z e^{ik_z z} \sigma(k_z) (1 + Y(k_z)) i k_x.
\end{aligned}$$

Умножим обе части этого выражения на $\sin k_z z$, подставим (20) и полученное ранее (9) и проинтегрируем по z от $-d$ до d , используя формулу Эйлера и свойство ортогональности тригонометрических функций

$$\int_{-d}^d \sin c_1 u \cos c_2 u du = \begin{cases} 0, & c_1 \neq c_2 \\ \frac{\sin^2 c_1 u}{2c_1}, & c_1 = c_2 \end{cases}.$$

Получим систему линейных уравнений на коэффициенты A_{2m}

$$\begin{aligned}
\sum_m A_{2m} \left[(1 - e^{-2\kappa_m s}) I_{mn} - \delta_{mn} \kappa_m d (1 + e^{-2\kappa_m s}) \right] = \\
= - \sum_m J'_m (I_{mn} + \delta_{mn} \kappa_n d),
\end{aligned} \quad (21)$$

где m и n — номера гармоник Фурье-разложения, δ_{mn} — символ Кронекера, I_{mn} — безразмерный интеграл

$$\begin{aligned}
I_{mn} &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z \frac{1 + Y(k_z) \sin^2 k_z d}{1 - Y(k_z) k_m^2 - k_z^2} \cdot \\
&\cdot \frac{4i(-1)^{m+n} k_x k_m k_n}{k_n^2 - k_z^2},
\end{aligned} \quad (22)$$

Осталось сшить выражения для полей E_{y3} (11) и E_{y4} (12) (подставив фурье-амплитуду (19)) и их производные на границе областей 3 и 4 ($x = x_0$). Сшивая поля, получим

$$\begin{aligned}
\sigma(k_z) (e^{ik_x x_0} - Y(k_z) e^{-ik_x x_0}) = \\
= b(k_z) (\text{Ai}(\bar{a}) + i \cdot \text{Bi}(\bar{a}))
\end{aligned} \quad (23)$$

Из сшивки производных полей следует выражение

$$\sigma(k_z)ik_x \left(e^{ik_x x_0} + Y(k_z)e^{-ik_x x_0} \right) = -b(k_z) \frac{\bar{a}}{L_0} (Ai'(\bar{a}) + i \cdot Bi'(\bar{a})) \quad (24)$$

Из уравнений (23) и (24), подставляя $\sigma(k_z)$ (20), получим выражения для коэффициентов $Y(k_z)$ и $b(k_z)$

$$Y(k_z) = e^{2ix_0(k_0^2 - k_z^2)^{\frac{1}{2}}} \frac{1 - V(k_z)}{1 + V(k_z)}, \quad (25)$$

где

$$V(k_z) = \frac{L_0 k_x}{i\bar{a}} \frac{Ai(\bar{a}) + i \cdot Bi(\bar{a})}{Ai'(\bar{a}) + i \cdot Bi'(\bar{a})}; \quad (26)$$

$$b(k_z) = \frac{T(k_z)}{2\pi} e^{-ix_0(k_0^2 - k_z^2)^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{e^{2ix_0(k_0^2 - k_z^2)^{\frac{1}{2}}} - Y(k_z)}{1 - Y(k_z)} \cdot \frac{1}{Ai(\bar{a}) + i \cdot Bi(\bar{a})}, \quad (27)$$

где

$$T(k_z) = \sum_m (A_{2m} + B_{2m}) i \sin k_z d \frac{2(-1)^m k_m}{k_m^2 - k_z^2}. \quad (28)$$

В результате, все коэффициенты в выражениях для полей (4), (5), (11) и (12) выразились через коэффициенты A_{2m} . Переобозначим A_{2m} как X_m и введем $\mathbf{X}$ – вектор неизвестных коэффициентов X_m . Запишем систему линейных уравнений (21) в матричном виде

$$\mathbf{F}\mathbf{X} = \mathbf{Q}, \quad (29)$$

$$F_{mn} = (1 - e^{-2\kappa_m s}) I_{mn} - \delta_{mn} \kappa_m d (1 + e^{-2\kappa_m s}), \quad (30)$$

$$Q_n = -\sum_m J'_m (I_{mn} + \delta_{mn} \kappa_n d), \quad (31)$$

Номера гармоник фурье-разложения m и n являются номерами строк и столбцов матрицы $\mathbf{F}$ и вектора $\mathbf{Q}$. Максимальный номер гармоники равен M . Число M отвечает за размер матрицы системы линейных уравнений и точность расчета, о чем будет сказано в разделе 4.

3. АЛГОРИТМ РАСЧЕТА

Для решения задачи была написана программа на языке Python, в которой реализуется следующ-

ий алгоритм расчета. Сначала определяются длина затухания L_0 из уравнения (15), затем вычисляется интеграл (22) и решается система уравнений (29).

Далее по формулам (32) и (33) вычисляется импеданс системы антенна-плазма

$$Z = 2 \frac{P}{I_0^2}, \quad (32)$$

где I_0 – амплитуда тока, текущего по пластине антенны.

$$P = -\frac{1}{2} \int_{-d}^d E_y J_y dz \Big|_{x=-s} = -\frac{d}{2} \sum_m J_m \left(X_m e^{-\kappa_m s} (1 - e^{-2\kappa_m (w-s)}) + J'_m e^{\kappa_m s} \right). \quad (33)$$

3.1. Вычисление импеданса системы антенна–плазма

В данном пункте подробно рассмотрим используемые методы и подходы для вычисления импеданса (32).

Первый важный момент – расчет длины затухания $L_0(k_z)$ из уравнения (15). Для нахождения корней полинома был использован метод Хука-Дживса [21]. Однако, он сходится к минимуму не при всех значениях k_z . Графический анализ уравнения (15) показал, что при k_z порядка k_0 и меньше корень полинома лежит в отрицательной части оси абсцисс (рис. 3а). Отрицательное значение L_0 говорит о том, что область непрозрачности на периферии плазмы отсутствует, и волна является распространяющейся сразу от границы плазмы. Для проведения расчета в диапазоне $|k_z| < k_0$ отрицательные корни уравнения были заменены малой константой, близкой к нулю (на уровне 10^{-5}). Также решение уравнения (15) ограничивает максимальное значение $|k_z|$. В зависимости от геометрии решение перестает существовать при $|k_z| \gg k_0$, для геометрии INTOR с $|k_z| > 0.545 \text{ см}^{-1}$, для геометрии Т-15МД с $|k_z| > 0.349 \text{ см}^{-1}$. На рис. 3б представлена зависимость максимума полиномиальной функции (15) на интервале $[0, 2a]$ при различных значениях параметра k_z , a – радиус плазменного шнура. Для геометрии токамака INTOR, которая рассматривается в работе [16], $a = 120 \text{ см}$.

Из рис. 3б видно, что при k_z больших чем 0.545 см^{-1} максимальное значение полиномиальной функции в левой части уравнения (15) оказывается меньше нуля. Это означает, что при

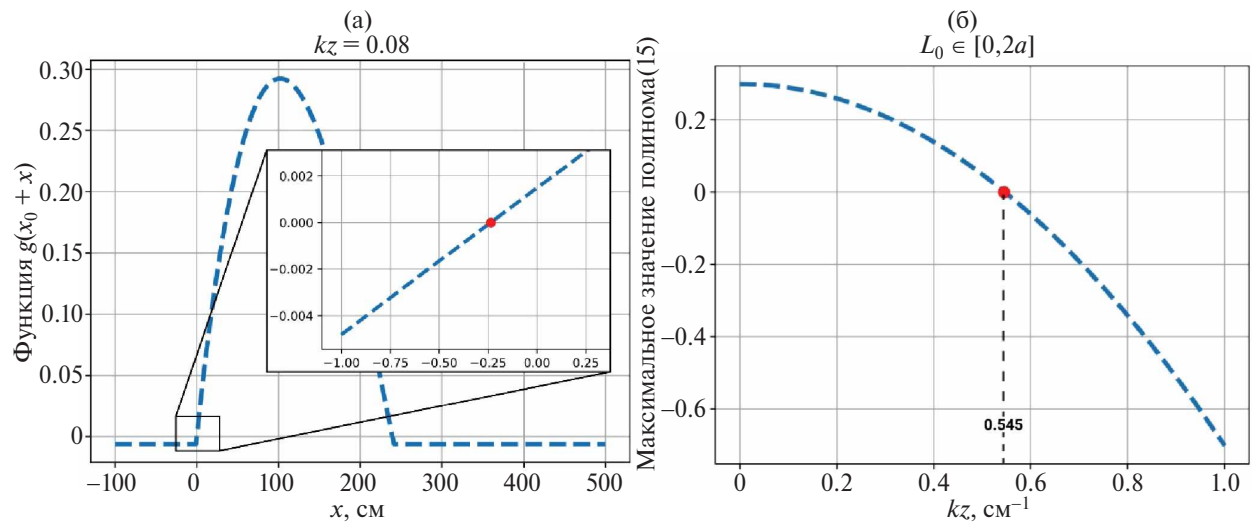


Рис. 3. а) Характерный вид полиномиальной функции $g(x_0 + x)$ в левой части уравнения (15) при $k_z = 0.08 \text{ см}^{-1}$ для условий токамака INTOR, точка перехода от переменного значения функции к постоянному значению $k_z^2 = 0.08^2 \text{ см}^{-2}$ соответствует границе плазмы (нулевой плотности); б) зависимость максимума функции (15) от k_z на интервале $L_0 \in [0, 2a]$, $a = 120 \text{ см}$.

Таблица 1. Параметры расчета в геометрии проекта INTOR [16, 22].

Большой радиус плазмы R_0 , м . . .	4.8
Малый радиус токамака r_0 , м . . .	1.47
Тороидальное поле на оси B_0 , Тл . . .	5.5
Макс. электронная плотность плазмы n_{e0} , 10^{20} м^{-3} . . .	2
Состав плазмы . . .	50% D – 50% T
Радиус плазменного шнура a , м . . .	1.2
Мощность ИЦР-нагрева P , МВт . . .	12.5
Частота генератора f , МГц . . .	85 ($\approx 2\omega_{cD}$)
Ширина патрубка $2d$, м . . .	2
Глубина патрубка w , м . . .	0.22
Расстояние от пластин антенны до экрана Фарадея s , м . . .	0.02
Ширина пластины антенны D , м . . .	0.25
Расстояние между пластинами T , м . . .	0.075

Таблица 2. Параметры расчета в геометрии T-15МД.

Большой радиус токамака R_0 , м . . .	1.48
Малый радиус плазмы r_0 , м . . .	0.67
Тороидальное поле на оси B_0 , Тл . . .	2
Макс. электронная плотность плазмы n_{e0} , 10^{19} м^{-3} . . .	4.5
Состав плазмы . . .	100% H, 95% H – 5% ^3He
Мощность ИЦР- нагрева P , МВт . . .	6
Частота генератора f , МГц . . .	60 ($\approx 2\omega_{cH}$), 40 ($\approx 2\omega_{cHe}$)
Ширина патрубка $2d$, м . . .	0.8
Глубина патрубка w , м . . .	0.13
Расстояние от пластин антенны до экрана Фарадея s , м . . .	0.01
Ширина пластины антенны D , м . . .	0.1
Расстояние между пластинами T , м . . .	0.05

$k_z > 0.545 \text{ см}^{-1}$ значения полиномиальной функции в левой части уравнения (15) целиком лежат в отрицательной области, и они не имеют вещественных корней. Поэтому оптимальный спектр k_z , с учетом симметричности квадратичной функции, принадлежит отрезку $[-0.545, 0.545] \text{ см}^{-1}$ в геометрии проекта INTOR (разд. 5, табл. 1), $[-0.349, 0.349] \text{ см}^{-1}$ в геометрии T-15МД (разд. 6, табл. 2).

Исследуем спектр k_z “методом установления”. Зададим диапазон $k_z = [-k_z^{\max}, k_z^{\max}]$, где $k_z^{\max} = k_0$. Будем вычислять импеданс и увеличивать $k_z^{\max}$ до тех пор, пока значение импеданса не выйдет на константу. Такую проверку будем проводить для различных положений антенны в нише. На рис. 4 представлены зависимости импеданса от $k_z^{\max}$ для различного положения пластин антенны в патрубке относительно экрана Фарадея в геометрии T-15МД (разд. 6, табл. 2).

Видно, что решение системы уравнений (29) выходит на насыщение при $k_z^{\max} = 0.2 \text{ см}^{-1}$ независимо от расстояния между антенной и экраном Фарадея. Это значение волнового вектора соответствует продольному замедлению $N_z = k_z / k_0 = 16$, которое навязывает фазировка $0-\pi-0-\pi$ токов в антенне. Таким образом, показано, что спектр k_z , полученный из условия существования решения уравнения (15), включает все гармоники, которые возможно получить в используемой модели.

Далее вычисляется значение линеаризованного волнового вектора $k_{\perp 0}(k_z)$ (17). В него входят производные компонент тензора диэлектрической проницаемости, которые вычисляются с помощью

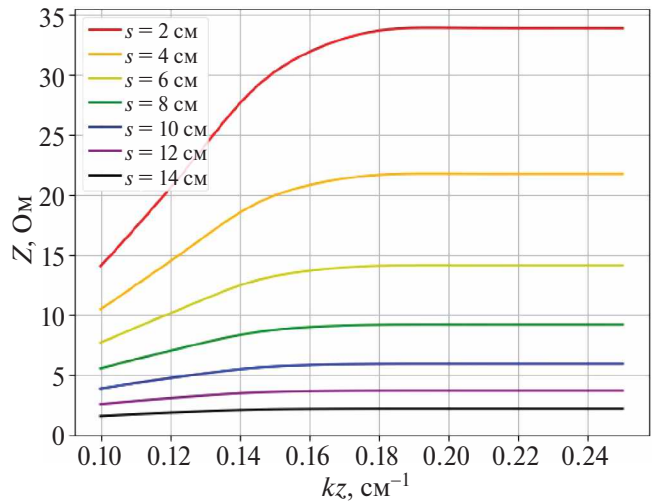


Рис. 4. Зависимости импеданса системы антенна-плазма от $k_z^{\max}$ для различного положения пластин антенны в патрубке относительно экрана Фарадея s в условиях T-15МД.

аппроксимации производной двухсторонней разностью (34)

$$f'(x) = \frac{f(x-h) - f(x+h)}{2h}, \quad h = 1 \cdot 10^{-6} \text{ см}. \quad (34)$$

Интеграл I_{mn} (22) вычисляется методом Симпсона. Границы интегрирования были определены ранее из условия существования решения уравнения (15). На рис. 5а представлен характерный вид подынтегральной функции (выражение под интегралом в формуле (22)) с номерами гармоник Фурье $m = 5, n = 2$ для условий токамака INTOR. Существуют области, такие как закрашенные участки на рис. 5а, в которых подынтегральные функции являются быстро осциллирующими с периодом $T = 1 \cdot 10^{-4}$ (рис. 5б), поэтому

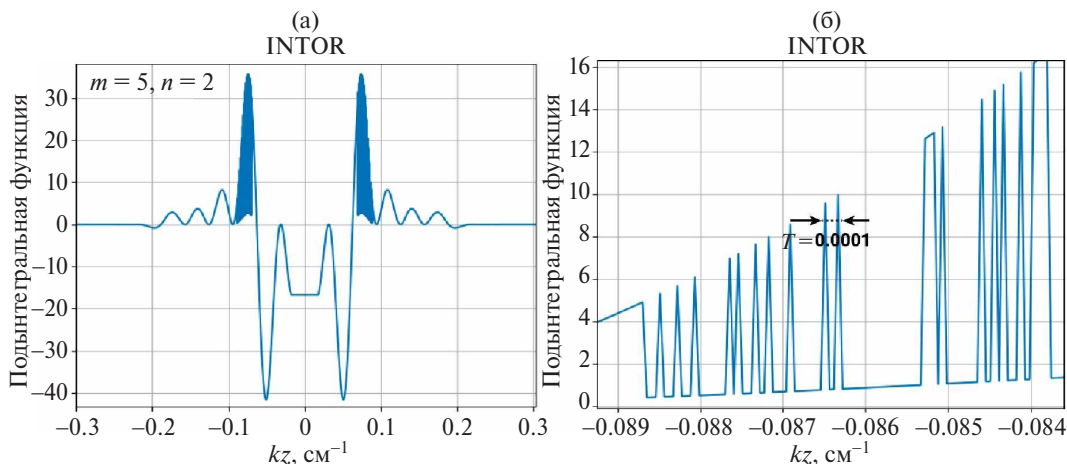


Рис. 5. (а) Характерный вид подынтегральной функции (22) (фурье-гармоники $m = 5, n = 2$), (б) область осцилляций подынтегральной функции (22) для условий токамака INTOR.

использовалась сетка с мелким шагом порядка 10^{-5} . Для условий Т-15МД осцилляции носят схожий характер. При варьировании параметров геометрии общий вид осцилляций и их наименьший период не меняются, меняется только область локализации.

Система уравнений (29) решается с помощью библиотеки NumPy, определяется вектор-столбец неизвестных коэффициентов X_m . Число обусловленности матрицы для различных параметров не превышает 6, и если относительная ошибка элементов матрицы составляет 1%, то относительная ошибка решения системы линейных уравнений не должна превышать 6%. Далее, неизвестные коэффициенты подставляются в выражение (33) и по формуле (32) вычисляется импеданс. На рис. 6 представлена блок-схема программы.

В коде используется большое количество вложенных функций. Эти функции часто вызываются с одинаковыми параметрами, что заставляет проводить одни и те же вычисления повторно. Для ускорения вычислений использовался метод кэширования функций, состоящий в запоминании результатов промежуточных вычислений.

3.2. Метод определения погрешности вычислений импеданса

Погрешность вычислений определялась следующим образом. Считаем, что дифференцирование не вносит вклада в погрешность, так как компоненты тензора диэлектрической проницаемости выбраны в виде гладких дважды дифференцируемых функций. С помощью аналитического выражения для ошибки интегрирования методом Симпсона (35) получена оценка максимальной ошибки интегрирования.

$$\sigma = \frac{J_{2h} - J_h}{2^k - 1}, \quad k = 4. \quad (35)$$

Здесь J_h — значение интеграла при шаге интегрирования равно h , степень k равна 4 для метода Симпсона. При шаге интегрирования $h = 1 \cdot 10^{-5}$ максимальное значение относительной ошибки интегрирования составило $\epsilon = 1\%$. Далее, элементы системы уравнений (29) многократного возмущались на величину ϵ до тех пор, пока математическое ожидание решений возмущенной системы не совпало с невозмущенным решением. Таким образом, методом численного экспери-

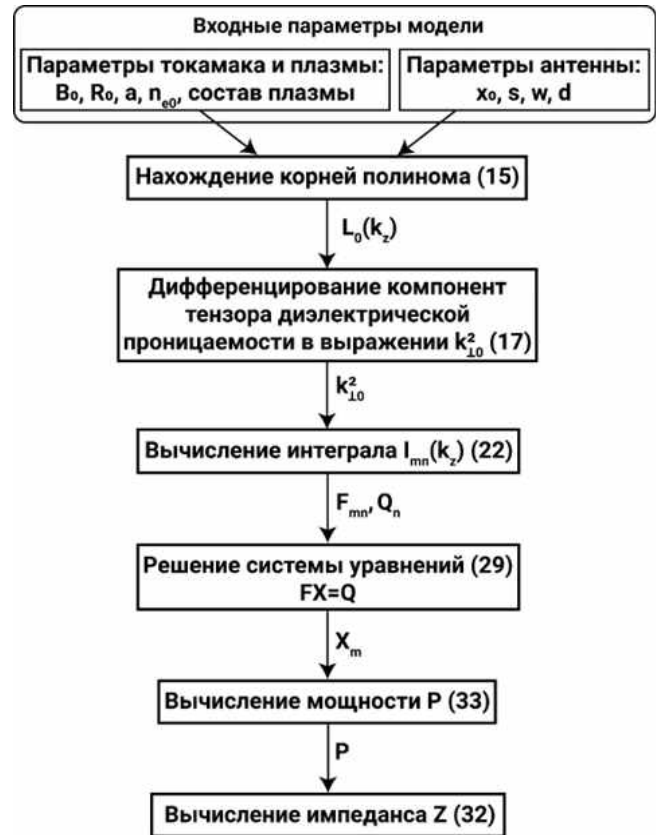


Рис. 6. Блок-схема программы.

мента определено, что среднеквадратичное отклонение значения импеданса (или погрешность вычислений) не превышает 1%.

4. СХОДИМОСТЬ РЕШЕНИЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ КОЛИЧЕСТВА ГАРМОНИК ФУРЬЕ

При численном нахождении импеданса необходимо определить оптимальное количество гармоник в фурье-разложении тока, текущего по пластинам антенны, т. е. найти такое значение M , для которого решение системы уравнений (29) отличается от решения с числом гармоник $M + 1$ на величину, меньшую заданного числа ϵ , которое выбиралось равным $\epsilon = Z(M) \cdot 1\%$, где $Z(M)$ — значение импеданса, рассчитанное при количестве гармоник M .

Оптимальное количество гармоник было определено “методом установления”. Задавалось число гармоник M , для него решалась система уравнений (29), определялись неизвестные коэффициенты X_m и вычислялся импеданс (32). Далее то же самое проделывается с числом гармоник $M + 1$. Если значения импеданса для двух вариантов различаются больше, чем на 1%, то

число гармоник снова увеличивается, пока два решения не будут различаться меньше, чем на 1%.

На рис. 7 представлены графики зависимостей действительной и мнимой частей импеданса от количества гармоник M для геометрии проекта установки INTOR. Для геометрии T-15МД зависимости аналогичны.

В результате серии численных расчетов было показано, что решение системы уравнений (29) выходит на насыщение при $M = 6$ для геометрии INTOR и T-15МД. Поэтому все дальнейшие расчеты проводились с числом гармоник в фурье-разложении тока равным 6.

5. ВЕРИФИКАЦИЯ КОДА

Верификация кода проведена путем расчета импеданса системы антенна-плазма в геометрии INTOR и сравнения полученных результатов с зависимостями из работы [16]. Получены зависимости импеданса системы антенна-плазма от радиального расстояния между плазмой и антенной, от глубины ниши, в которой находится антенна. Параметры токамака и антенного блока приведены в табл. 1.

В работе [16] профиль плотности электронной и ионной компоненты плазмы в приграничной области плазмы задан неоднозначно. В нашей работе профиль плотности будем задавать следующим образом:

$$n(x) = n_0 \left(1 - \left(\frac{x - x_0 - r_0}{a + p} \right)^2 \right). \quad (36)$$

Параметр p используется для расширения профиля плотности. Это позволяет обеспечить

ненулевые значения плотности электронной и ионной компонент плазмы на сепаратрисе (в точке x_0).

Были рассмотрены два предельных сценария для приграничного профиля плотности: “обрезанный”, с нулевой плотностью за сепаратрисой ($x < x_0$), и “цельный”. На рис. 8а изображен характерный вид профиля плотности (36) при $x_0 = 10$ см, $a = 120$ см, $p = 1.2$ см. На рис. 8б представлена окрестность точки x_0 . Пунктирной красной линией изображен “обрезанный” профиль и сплошной зеленой линией — “цельный”.

На рис. 9 представлены зависимости импеданса системы антенна-плазма от расстояния между экраном Фарадея и плазмой. Пунктирная линия — результаты расчетов, сплошная — графики, приведенные в работе [16]. На рис. 9а представлен расчет, в котором использовался “обрезанный” профиль, на рис. 9б — “цельный”.

Мнимая часть импеданса ImZ в основном определяется индуктивностью антенны, действительная часть ReZ является сопротивлением излучения антенны (radiation resistance) — это часть электрического сопротивления антенны, вызванная излучением антенной радиоволн.

Отметим, что значения действительной части импеданса для двух видов профилей отличаются. Это связано с тем, что решение уравнения (15) чувствительно к форме профиля плотности в окрестности точки x_0 . Для “обрезанного” профиля итерационный метод [21] определяет первый положительный корень уравнения (15) при $k_z \approx 0.0698$ см⁻¹, а для “цельного” при $k_z \approx 0.0888$ см⁻¹. Причем, при k_z порядка 0.0888 см⁻¹

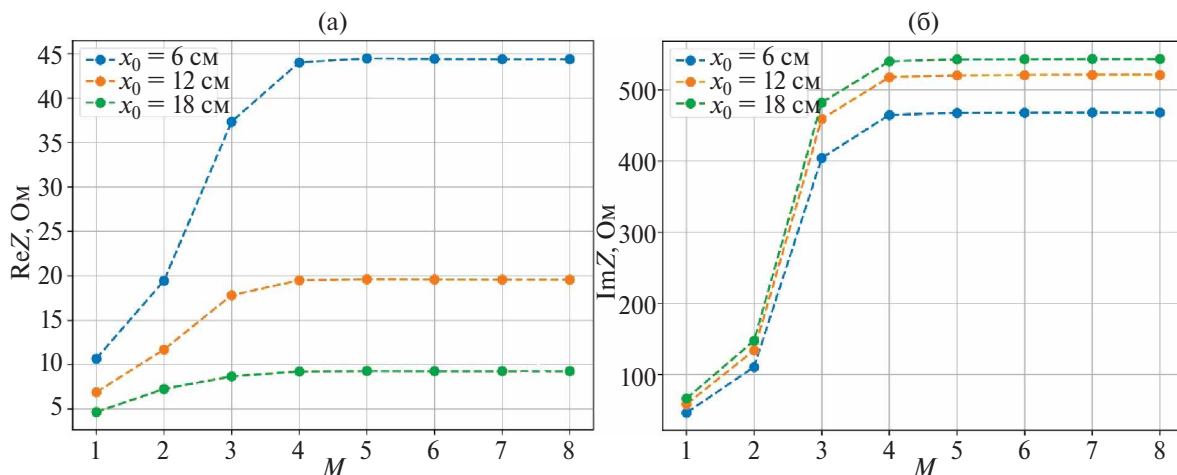


Рис. 7. Зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей импеданса системы антенна-плазма от количества гармоник M для геометрии установки INTOR.

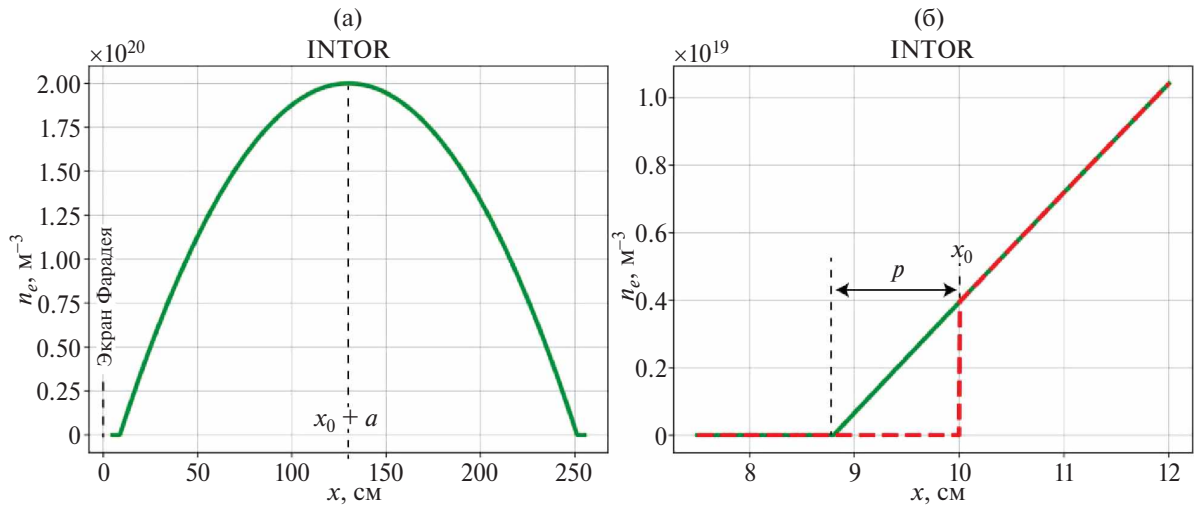


Рис. 8. а) Характерный вид профиля плотности в вертикальном сечении плазменного шнура; б) фрагмент профиля плотности в окрестности точки x_0 . Рисунки получены для условий установки INTOR при $x_0 = 10$ см, $a = 120$ см, $p = 1.2$ см. Экран Фарадея находится в точке $x = 0$.

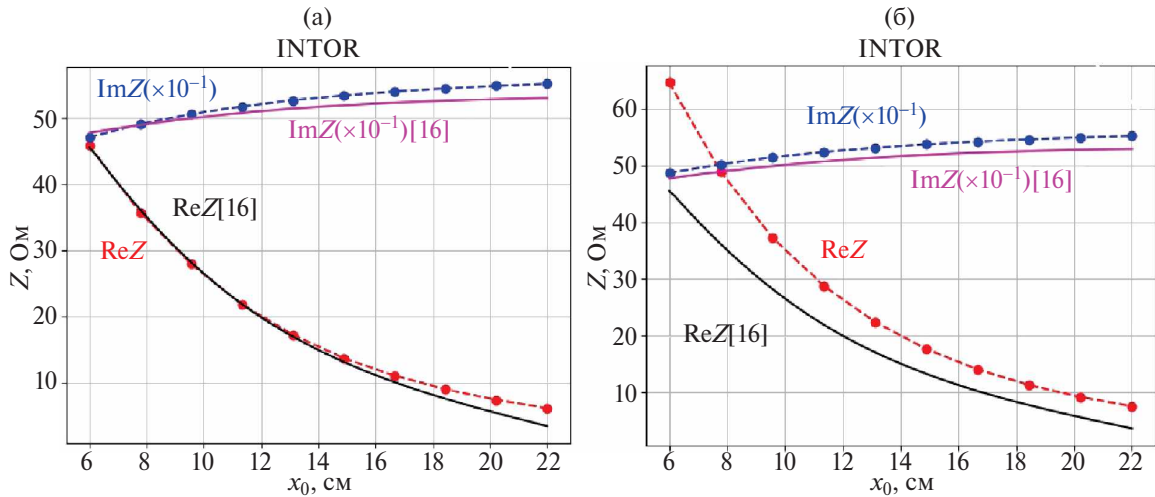


Рис. 9. Зависимость импеданса системы антенна-плазма от радиального расстояния между экраном Фарадея и плазмой для (а) «обрезанного» и (б) «цельного» профилей плотности. Пунктирная линия – результаты расчетов, сплошная – графики, приведенные в работе [16].

корни, полученные при разных формах профиля плотности, отличаются в 3–4 раза. Графическим методом было определено, что первый положительный корень уравнения появляется при $k_z \approx 0.0888$ (при таком же k_z итерационный метод определяет первый корень для «цельного» профиля), независимо от формы профиля. Зависимости, построенные для «обрезанного» профиля, лучше согласуются с результатами работы [16]. Это может говорить о том, что в работе [16] использовался профиль, аналогичный «обрезанному». Для верификации с работой [16] был выбран «обре-

занный» профиль, а для расчета в геометрии Т-15МД – «цельный».

На рис. 10 представлены зависимости действительной части импеданса системы антенна-плазма от расстояния между экраном Фарадея и сепаратрисой при различных значениях плотности плазмы на сепаратрисе для «обрезанного» профиля плотности. Внутри коридора, обозначенного красным цветом, находятся рассчитанные нашей программой значения действительной части импеданса при электронной плотности на сепаратрисе n_{x_0} в диапазоне $(0 \div 3) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, который соответствует диапазону

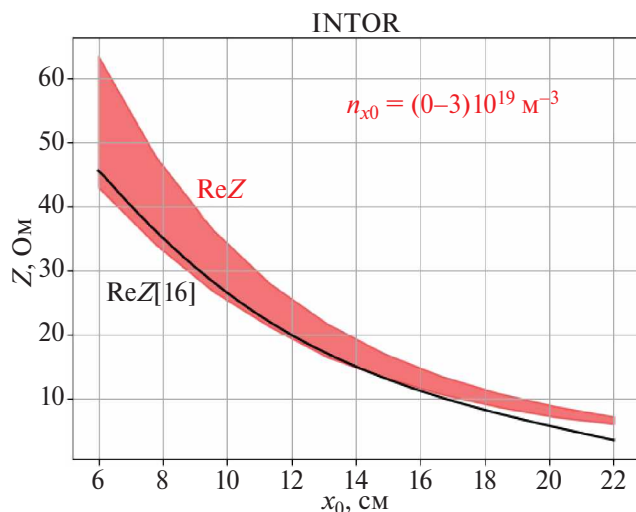


Рис. 10. Зависимости действительной части импеданса системы антенна-плазма от расстояния между экраном Фарадея и сепаратрисой при различных значениях приграничной плотности плазмы (в точке x_0) для “обрезанного” профиля плотности. Красным цветом обозначены значения действительной части импеданса при плотности электронов n_{x_0} на сепаратрисе в диапазоне $(0 \div 3) \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, рассчитанные нашей программой, черная кривая — зависимость, приведенная в работе [16].

$p = 0 \div 10$ см, черная кривая — зависимость, приведенная в работе [16].

Видно, что, варьируя плотность на сепаратрисе, можно приблизиться к зависимости из работы [16]. При увеличении расстояния x_0 между экраном Фарадея и сепаратрисой плазмы до 15 см, кривая из работы [16] выходит из коридора рассчитанных значений импеданса. Наилучшее совпадение достигается при значении электронной плотности на сепаратрисе $n_{x_0} = 3.9 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ($p = 1.2$ см), которое использовалось при построении графика на рис. 9а. На рис. 11 представлен график зависимости импеданса системы антенна-плазма от значения плотности на сепаратрисе при расстоянии между экраном Фарадея и сепаратрисой x_0 , равном 10 см.

Значения импеданса имеют минимум при $n_{x_0} = 4.3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ ($p = 1.3$ см) и слабо меняются, начиная с плотности $n_{x_0} = 1.2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ($p = 3.8$ см). Для того чтобы получить полное представление о характере зависимости импеданса системы антенна-плазма от значения плотности на сепаратрисе, требуется рассмотреть различные формы профиля плотности в обдирочном слое, что будет сделано в будущих работах. В данной работе

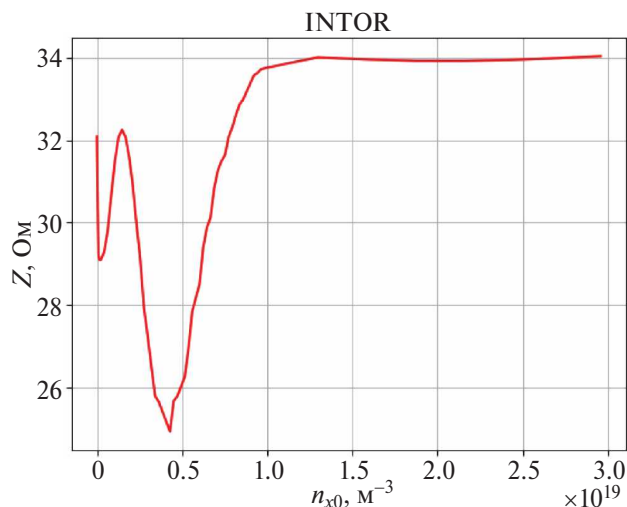


Рис. 11. Зависимость действительной части импеданса системы антенна-плазма от значения плотности электронов на сепаратрисе n_{x_0} при $x_0 = 10$ см.

дальнейшие расчеты проводились при значении $p = 1.2$ см.

На рис. 12 представлены зависимости действительной и мнимой частей импеданса от глубины ниши, в которой находится антенный блок.

На рис. 13 представлены зависимости действительной и мнимой частей импеданса от расстояния между пластинами антенны и экраном Фарадея.

Различие результатов на рис. 9, 12 и 13 связано с неоднозначностью геометрических параметров, используемых в работе [16], и формы профиля плотности в приграничной области плазмы. Функционально зависимости совпадают.

6. ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ ВЫБРАННОЙ МОДЕЛИ

В этом разделе уточним границы применимости линейного приближения квадрата волнового вектора $k_{\perp}^2(x)$ (16) для геометрии токамака Т-15МД и планируемых параметров системы ИЦРН. Параметры установки и антенного блока представлены в табл. 2. Основные параметры плазмы токамака Т-15МД взяты из работ [23, 24], параметры системы ИЦРН взяты из [13, 14]

Еще раз запишем выражения для квадрата волнового вектора (14) и (16):

$$k_{\perp}^2(x) = \frac{(\bar{\epsilon}_1(x) - k_z^2)^2 - \bar{\epsilon}_2^2(x)}{\bar{\epsilon}_1(x) - k_z^2}, \quad (14)$$

$$k_{\perp}^2(x) \cong k_{\perp 0}^2(k_z) \left(1 - \frac{x - x_0}{L_0(k_z)} \right), \quad (16)$$

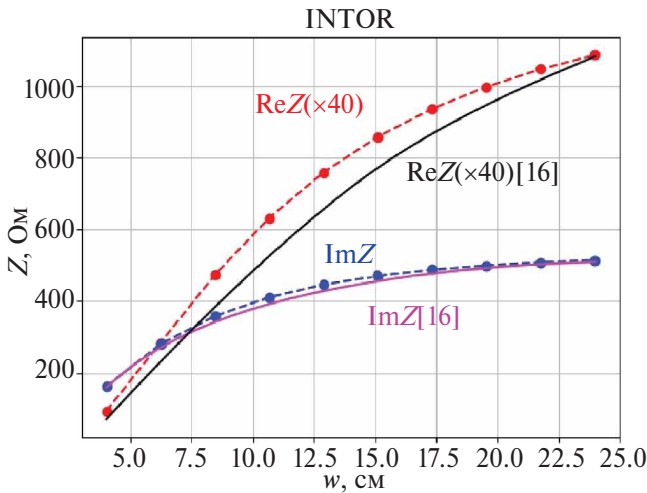


Рис. 12. Зависимость импеданса системы антенна-плазма от глубины патрубка при $x_0 = 10$ см, $s = 2$ см. Пунктирная линия – результаты расчетов, сплошная – графики, приведенные в работе [16].

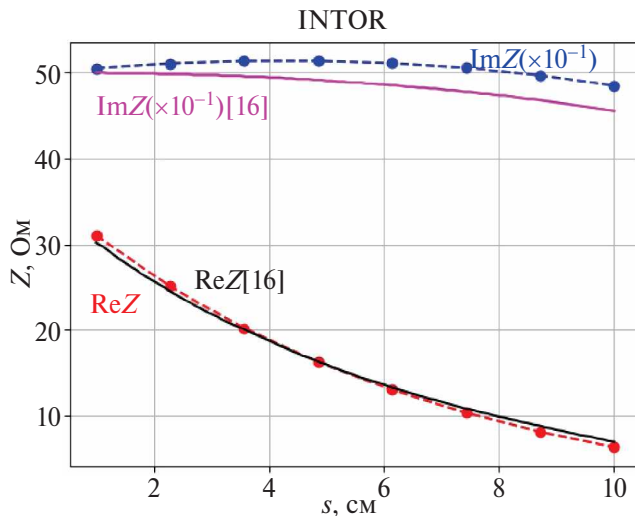


Рис. 13. Зависимость импеданса системы антенна-плазма от расстояния между пластинами антенны и экраном Фарадея при $x_0 = 10$ см. Пунктирная линия – результаты расчетов, сплошная – графики, приведенные в работе [16].

где

$$k_{\perp 0}^2(k_z) = L_0(k_z)(\bar{\epsilon}_2 - \bar{\epsilon}_1)'_x \frac{\bar{\epsilon}_1 - k_z^2 + \bar{\epsilon}_2}{\bar{\epsilon}_1 - k_z^2} \Big|_{x=x_0+L_0}. \quad (17)$$

При расчете $k_{\perp}^2(x)$ (14) вычисляются компоненты тензора диэлектрической проницаемости, в которые входит плазменная частота и, следовательно, плотность плазмы $n(x)$ (36). Линеаризованный квадрат волнового вектора (16) при $x = x_0$ равен $k_{\perp 0}^2$ (17). Именно значение квадрата волнового вектора в точке x_0 используется в расчете импеданса системы антенна-плазма (32)

(параметр $\bar{a}(k_z) = L_0^{2/3} k_{\perp 0}^{2/3}$ входит в выражения (25) и (26), от которых зависит интеграл (22)). Следовательно, для того чтобы оценить ошибку, вносимую линейным приближением в вычисление импеданса, нужно сравнить значения выражений (14) и (16) в окрестности сепаратрисы ($x = x_0$). Эта ошибка будет зависеть от значения приграничной плотности n_{x_0} и продольного волнового вектора k_z .

В начале расчетов зафиксируем значение значения $k_z = 0.2$ см⁻¹ и рассмотрим зависимости (14) и (16) при различных плотностях n_{x_0} . Такой выбор k_z обусловлен тем, что решение системы уравнений (29) выходит на насыщение в точке $k_z = 0.2$ см⁻¹ (разд. 3.1, рис. 4).

На рис. 14 представлены зависимости квадрата волнового вектора $k_{\perp}^2(x)$, полученные из уравнений (14) и (16), при $k_z = 0.2$ см⁻¹, навязываемом фазировкой $0-\pi-0-\pi$ полос антенны, при плотностях на сепаратрисе (а) $n_{x_0} = 6 \cdot 10^{18}$ м⁻³, (б) $n_{x_0} = 3.5 \cdot 10^{18}$ м⁻³, (в) $n_{x_0} = 1 \cdot 10^{18}$ м⁻³ для 100% H плазмы.

На всех вариантах рис. 14 (а, б, в) зависимости возрастают. При $n_{x_0} = 6 \cdot 10^{18}$ м⁻³ (рис. 14а) значения $k_{\perp}^2(x)$, полученные из выражений (14) и (16), в точке x_0 примерно равны -0.026 см⁻² и -0.029 см⁻² соответственно. Относительная разность этих двух значений составляет 10%, что приводит к ошибке определения импеданса в 0.5% при данной плотности на сепаратрисе. По мере уменьшения приграничной плотности (рис. 14б, в) расхождение зависимостей (14) и (16) увеличивается. При плотности на сепаратрисе $1 \cdot 10^{18}$ м⁻³ (рис. 14в) разница в значениях “точного” и линеаризованного $k_{\perp}^2(x)$ при $x = x_0$ составляет 0.023 см⁻². Такое расхождение приводит к ошибке определения действительной части импеданса не более 10%.

Теперь зафиксируем приграничную плотность $n_{x_0} = 6 \cdot 10^{18}$ м⁻³ (будем использовать это значение в расчетах для Т-15МД в разд. 7) и рассмотрим поведение зависимостей (14) и (16) при различных продольных волновых векторах k_z .

Сравнение зависимостей, рассчитанных по выражениям (14) и (16), при $k_z = 0.2$ см⁻¹ ($k_z \gg k_0$) и $n_{x_0} = 6 \cdot 10^{18}$ м⁻³ можно увидеть на предыдущем рис. 14а. При данном продольном волновом векторе ошибка, вносимая линейным приближением в значение импеданса, меньше одного процента.

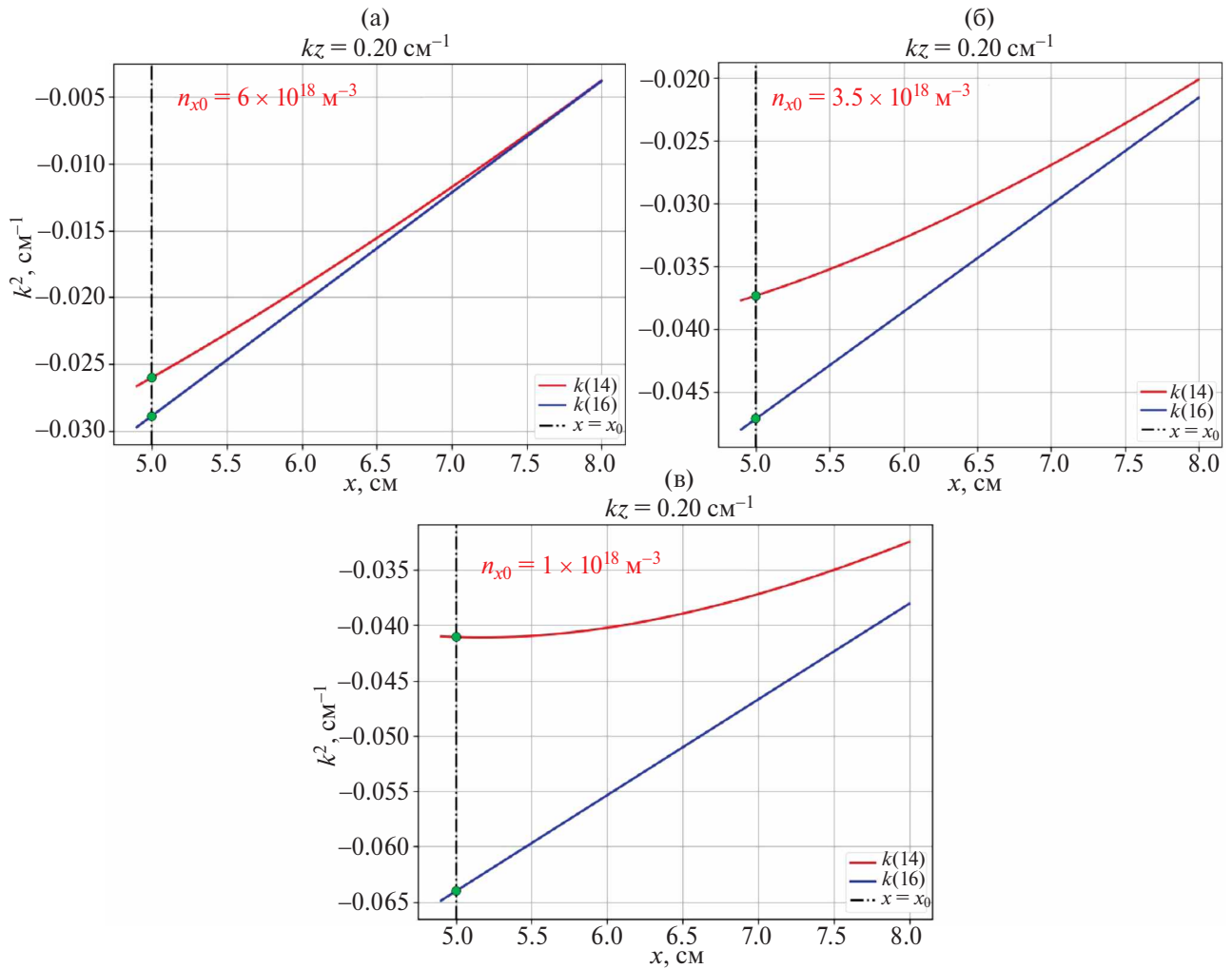


Рис. 14. Сравнение зависимостей $k_{\perp}^2(x)$, рассчитанных по формулам (14) и (16), при $k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$ (100% H). (а) $n_{x_0} = 6 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, (б) $n_{x_0} = 3.5 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$, (в) $n_{x_0} = 1 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Вертикальная линия проведена в точке $x = x_0$.

Рассмотрим поведение исследуемых зависимостей при $k_z < 0.2 \text{ см}^{-1}$. На рис. 15 представлены зависимости квадрата волнового вектора, рассчитанные по формулам (14) и (16), при $n_{x_0} = 6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ для (а) $k_z = k_0 = 0.0125 \text{ см}^{-1}$ и (б) $k_z = 0.1 \text{ см}^{-1}$.

Из рис. 15 видно, что при данных k_z зависимости не сходятся в периферийной области плазмы. Относительная разность значений квадрата волнового вектора в точке x_0 для рис. 15а и 15б составляет примерно 60% и 50%, соответственно. То есть ошибка, вносимая линейным приближением (16), растет по мере уменьшения продольного волнового вектора k_z в области $k_z < 0.2 \text{ см}^{-1}$. В связи с этим, проверим, насколько такое расхождение в значениях $k_{\perp}^2(x_0)$, рассчитанных по формулам (14) и (16), влияет на ито-

говое значение импеданса системы антенна-плазма (32).

Для анализа погрешности произведен следующий эксперимент. Зададим сетку значений x_0 и в каждом узле сетки произведем 30 расчетов импеданса Z с случайно возмущенным $k_{\perp 0}^2$ на величину не более 80% от его невозмущенного значения при фиксированных геометрических параметрах антенного узла. Это значение возмущения обусловлено тем, что при $k_z < k_0$ максимальная относительная разность выражений (14) и (16) в точке x_0 достигает 80%. Процедура случайного возмущения $k_{\perp 0}^2$ проводилась для всех значений продольного волнового вектора (параметра k_z), исключая окрестность точки $k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$, так как погрешность определения импеданса в ней минимальна (исследовано выше). Для каждого возмущенного значения $k_{\perp 0}^2$ рассчи-

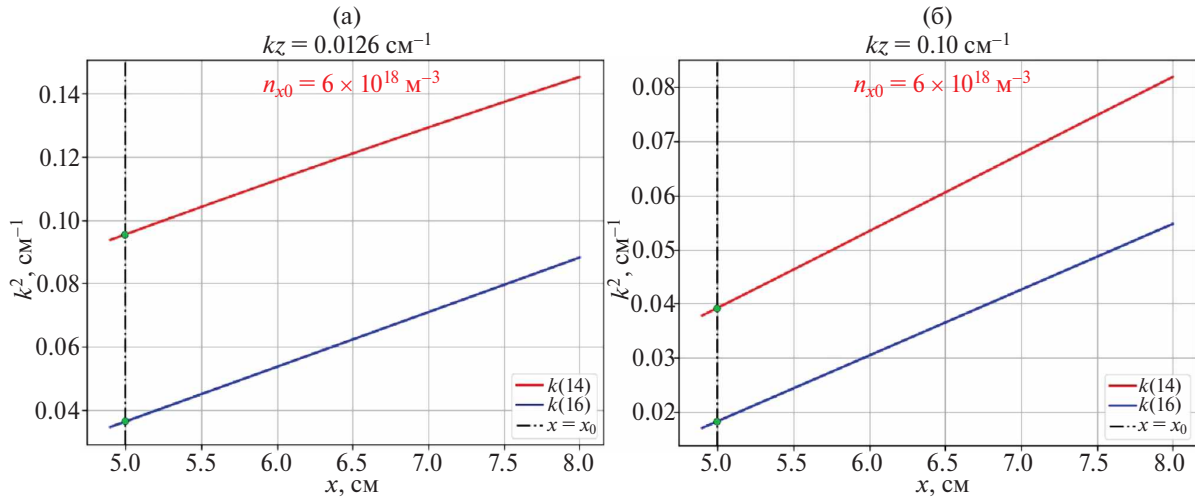


Рис. 15. Сравнение зависимостей $k_{\perp}^2(x)$, вычисленных из выражений (14) и (16), при $n_{x0} = 6 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ (100% Н). (а) $k_z = k_0$, (б) $k_z = 0.1 \text{ см}^{-1}$. Вертикальная линия проведена в точке $x = x_0$.

тывался импеданс Z . Далее рассчитывались математическое ожидание $M[Z]$, дисперсия $D[Z]$ и среднеквадратичное отклонение $\sigma[Z] = \sqrt{D[Z]}$ полученных значений импеданса для каждого фиксированного набора геометрических параметров антенны.

На рис. 16 представлено сравнение невозмущенных зависимостей действительной и мнимой частей импеданса системы антенна-плазма от расстояния x_0 с математическим ожиданием возмущенных значений импеданса в геометрии Т-15МД (100% Н).

На рис. 16 видно, что точки математического ожидания (среднего значения) возмущенных значений $M[ReZ]$ лежат ниже кривой, построенной по “точным” значениям ReZ . Это говорит о наличии систематической ошибки, равной относительной разности математического ожидания возмущенного и “точного” решений. Также, на рис. 16 видно, что систематическая ошибка определения мнимой части мала, так как точки $M[ImZ]$ хорошо ложатся на кривую ImZ .

Для данной работы основной интерес представляет реальная часть импеданса ReZ , так как для согласования требуется максимально приблизить ее значение к импедансу ВЧ-генератора. На рис. 17 представлены графики (а) систематической и (б) случайной ошибок для действительной части импеданса ReZ . Случайная ошибка определяется значением $\frac{3\sigma[ReZ]}{M[ReZ]}$ и указывает на разброс возмущенных значений импеданса относительно их математического ожидания.

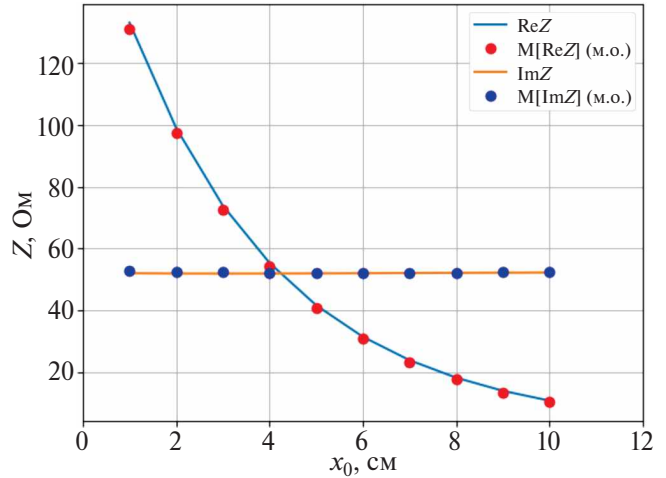


Рис. 16. Сравнение зависимости импеданса системы антенна-плазма от расстояния между сепаратрисой и экраном Фарадея с математическим ожиданием возмущенных значений импеданса $M[Z]$ в геометрии Т-15МД (100% Н).

Максимальные значения систематической и случайной ошибок определения действительной части импеданса составляют 4.6% и 6.8%, соответственно.

На рис. 18 представлены графики полной ошибки, рассчитанной как сумма систематической и случайной ошибок, для (а) действительной части импеданса ReZ и (б) мнимой части импеданса ImZ .

Из рис. 18 видно, что относительная ошибка действительной части импеданса растет с увеличением расстояния между экраном Фарадея и сепаратрисой, а ошибка мнимой части падает

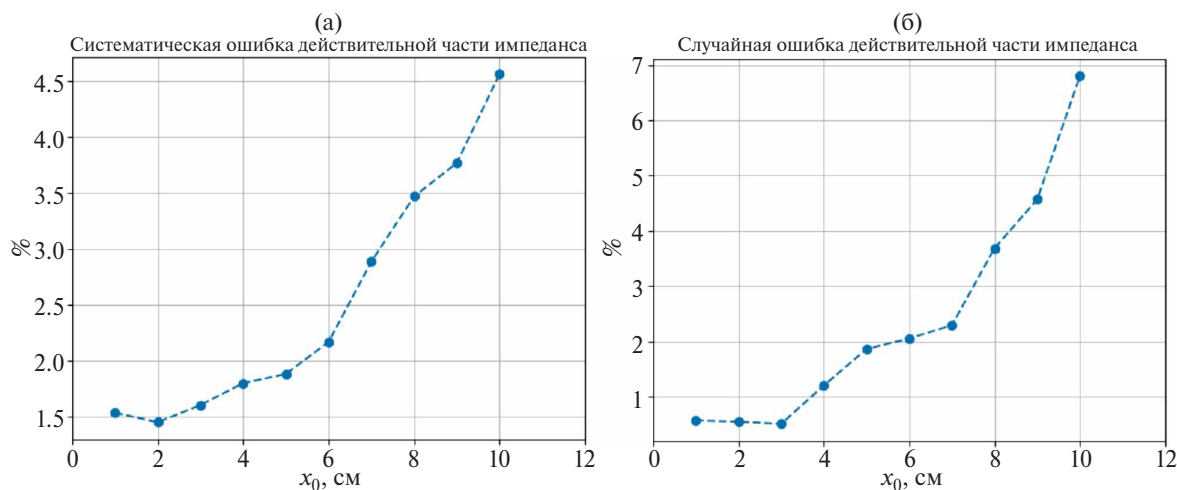


Рис. 17. Графики (а) систематической и (б) случайной ошибок для действительной части импеданса ReZ .

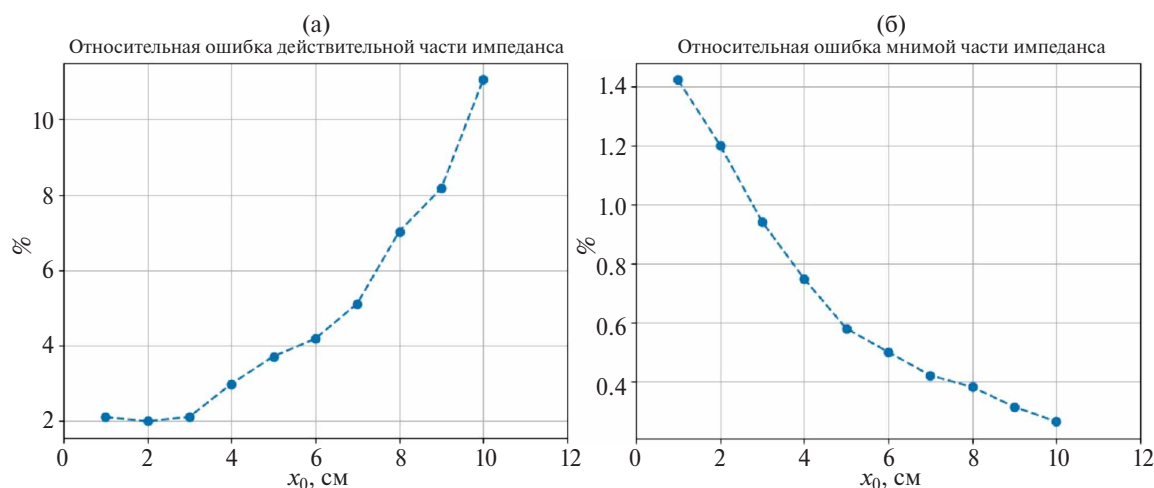


Рис. 18. Значения полной относительной ошибки для (а) действительной и (б) мнимой частей импеданса.

с увеличением x_0 . Максимальная относительная ошибка для ReZ составила 11.4%, для ImZ — 1.4%.

В результате, получено, что при плотности плазмы на сепаратрисе $n_{x_0} > 1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ и рассчитанном в разд. 3.1 диапазоне k_z ошибка, вносимая линейным приближением в значения импеданса, не превышает 12%. Отметим, что определяющее значение имеет ошибка, рассчитанная при различных значениях k_z и фиксированной плотности n_{x_0} , так как она больше соответствующей ошибки при фиксированном k_z . Расчеты импеданса системы антенна-плазма для Т-15МД в следующем разделе проводятся при плотности плазмы $n_{x_0} = 6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

Если интересоваться не только значением импеданса системы антенна-плазма, но и распределением электрического поля волн в объеме

плазмы, следует оценить, в каком диапазоне по x применимо линейное приближение (16). На рис. 19 представлены зависимости квадрата волнового вектора $k_{\perp}^2(x)$, полученные из уравнений (14) и (16), при x от 0 до 35 см для $n_{x_0} = 6 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, (а) $k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$ и (б) $k_z = k_0$.

Видно, что по мере углубления в плазму поведение зависимости квадрата волнового вектора от x , определяемой выражением (14), все больше отличается от линейной из-за параболической формы радиального профиля плотности плазмы. На рис. 19а ($k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$) зависимости (14) и (16) расходятся при $x > 25$ см. При $k_z = k_0$ (рис. 19б) зависимость (14) приобретает нелинейный характер, начиная с $x = 15$ см. Таким образом, можно сделать вывод, что при рассмотрении распределения электрического поля

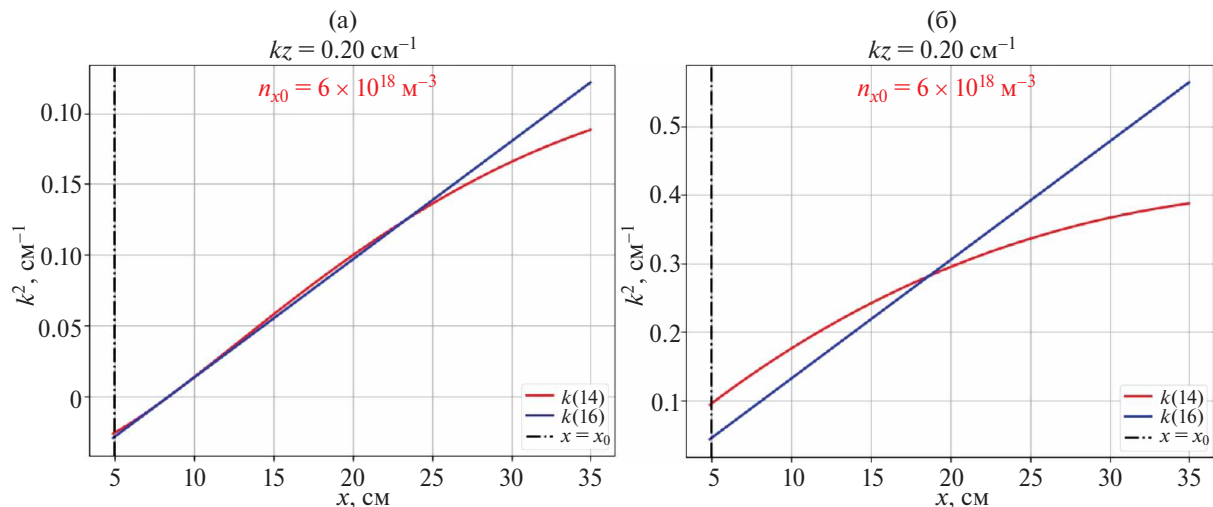


Рис. 19. Сравнение зависимостей $k_{\perp}^2(x)$, рассчитанных по формулам (14) и (16), при $n_{x0} = 6 \times 10^{18} \text{ м}^{-3}$ (100% Н), (а) $k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$, (б) $k_z = k_0$.

волн в плазме следует ограничиться периферийной областью плазмы $x < 15 \text{ см}$.

7. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ РАСЧЕТ ИМПЕДАНСА ДЛЯ Т-15МД

В данном разделе проверим работоспособность кода для геометрии и плазмы токамака Т-15МД (табл. 2) в соответствии с границами применимости модели, определенными в прошлом разделе.

Проведены расчеты для двух сценариях нагрева: нагрев водородной плазмы (100% Н) на второй гармонике водорода и нагрев плазмы с малой добавкой гелия-3 в водород (95% Н – 5% ^3He) на второй гармонике гелия-3.

На рис. 20 представлены зависимости импеданса системы антенна-плазма от расстояния между экраном Фарадея и сепаратрисой (координата x_0). В расчете предполагается изменение радиального положения плазменного шнура при неизменном положении пластин антенны, т. е. предполагается смещение плазменного шнура во время разряда.

Различие в значениях импедансов для сценариев 100% Н и 95% Н – 5% ^3He связано с различием в значениях $k_{\perp}^2(x)$ в точке x_0 . Например, при $k_z = 0.2 \text{ см}^{-1}$ и $x_0 = 5 \text{ см}$ значения квадрата волнового вектора, вычисленные из выражений (14) и (16), для водородной плазмы равны -0.026 см^{-2} и -0.029 см^{-2} , соответственно. Для сценария 95% Н – 5% ^3He эти значения равны -0.039 см^{-2} и -0.042 см^{-2} . Значения L_0 при $k_z =$

0.2 см^{-1} равны 3.5 см для водородной плазмы и 9.9 см для плазмы с малой добавкой ^3He . Кроме того, в этих двух сценариях отличаются частоты генератора f : 60 МГц в сценарии с водородной плазмой и 40 МГц в сценарии с малой добавкой гелия-3.

Мнимая часть импеданса $\text{Im}Z$ в основном определяется индуктивностью антенны, поэтому слабо меняется с ростом расстояния между антенной и плазмой. Действительная часть импеданса $\text{Re}Z$ быстро уменьшается по мере увеличения расстояния x_0 между экраном Фарадея и сепаратрисой плазмы. При расстоянии в 10 см между антенным блоком и сепаратрисой импеданс системы антенна-плазма составляет около 5–10 Ом для обоих сценариев нагрева. Планируемое значение импеданса ВЧ-генератора системы ИЦРН на Т-15МД составляет 25–30 Ом. Оно обусловлено выбранной мощностью и диапазоном рабочих частот. Следовательно, для эффективной работы системы ИЦРН на установке Т-15МД в сценарии, когда сепаратриса плазмы удалена более чем на 10 см от стенки вакуумной камеры, необходимо использовать методы подстройки импеданса.

На рис. 21 представлены зависимости импеданса от расстояния между пластинами антенны и экраном Фарадея при неизменном положении плазменного шнура.

Если импеданс генератора равен 25–30 Ом, то в сценарии нагрева чисто водородной плазмы оптимальное расположение пластин антенны

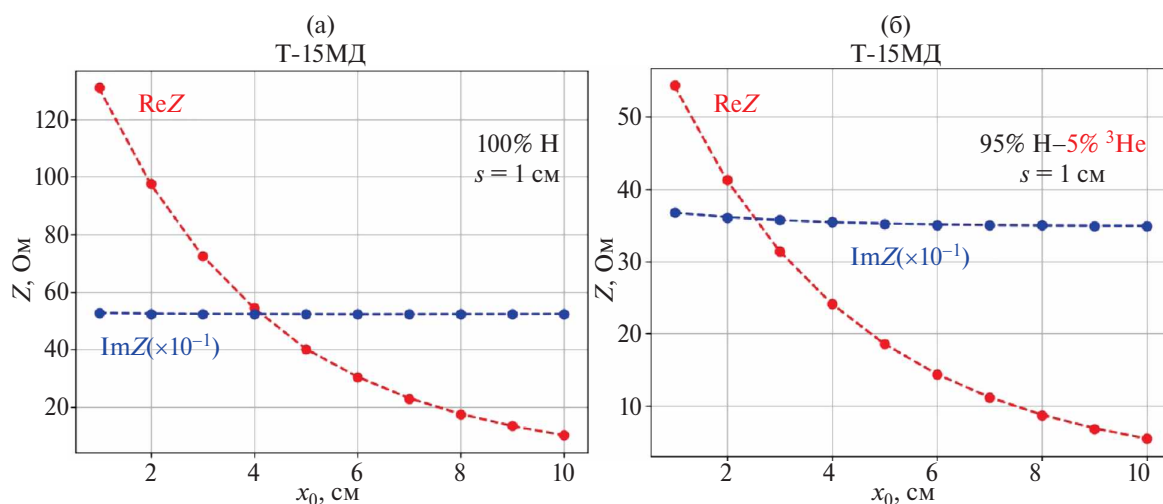


Рис. 20. Зависимость импеданса системы антенна-плазма от расстояния между экраном Фарадея и сепаратрисой (координата x_0) при расстоянии между пластинами антенны и экраном Фарадея $s = 1$ см для (а) 100% H плазмы, (б) 95% H – 5% ^3He плазмы.

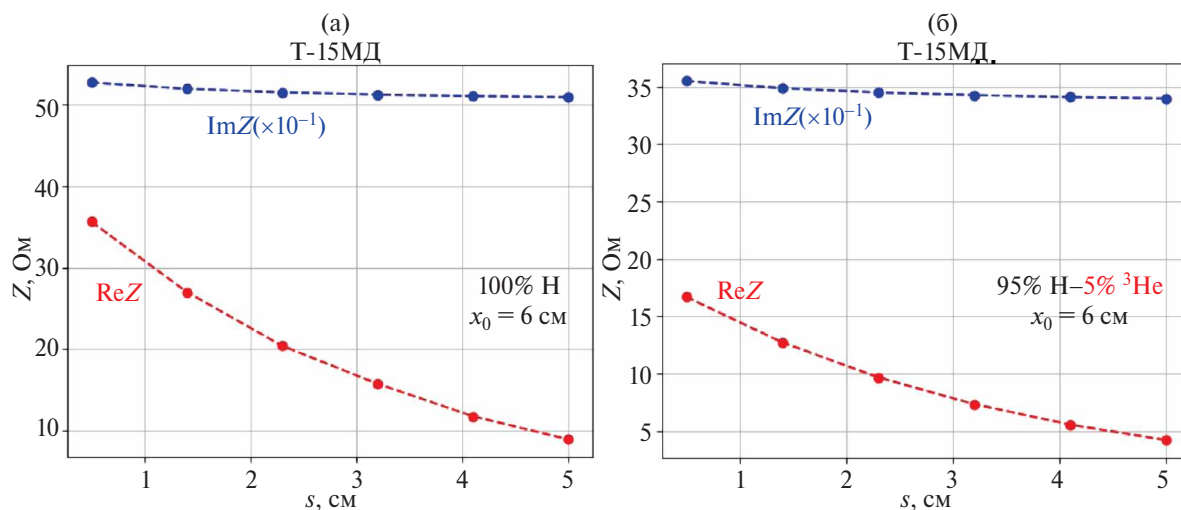


Рис. 21. Зависимость импеданса системы антенна-плазма от расстояния между пластинами антенны и экраном Фарадея (координата s) при расстоянии между экраном Фарадея и сепаратрисой $x_0 = 6$ см для (а) 100% H плазмы, (б) 95% H – 5% ^3He плазмы.

в патрубке составит 1–2 см от экрана Фарадея. В сценарии с малой добавкой гелия-3 в водородную плазму вещественная часть импеданса не превосходит 18 Ом при любом положении пластин антенны в патрубке. Это означает, что для эффективной работы системы ИЦРН в сценарии нагрева малой добавки гелия-3 в водородной плазме необходимо использовать немеханические методы подстройки импеданса, например, систему напуска газа.

В завершение рассмотрим двумерное распределение напряженности электрического поля ВЧ-

волны в плазме в геометрии Т-15МД для сценария нагрева чисто водородной плазмы (рис. 22).

На рис. 22 видно, что амплитуда электрического поля волны спадает по мере ее прохождения в плазму и вдоль направления z по обе стороны от антенны (при $|z| > 40$ см). Диапазон [5,15] см по оси x соответствует границам применимости линейного приближения (16).

8. ОБСУЖДЕНИЕ

Верификация программы с результатами работы [16] и результаты расчетов показали, что

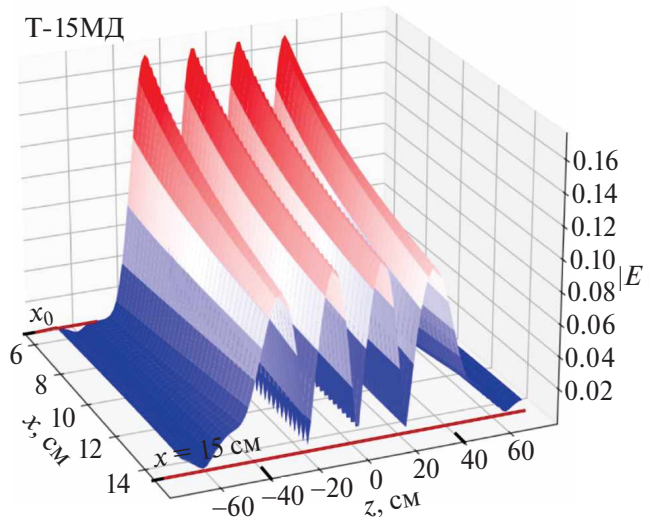


Рис. 22. Двумерное распределение модуля вектора напряженности электрического поля ВЧ-волны при x от 5 до 15 см, z от 0 до 70 см для Т-15МД (100% Н).

импеданс системы антенна-плазма сильно зависит от формы профиля плотности в периферийной области плазмы. Зависимость импеданса от приграничной плотности подтверждена исследованиями на установках ASDEX Upgrade [5], EAST [11]. Таким образом, для моделирования эффективности ИЦР-нагрева необходимо знать профиль приграничной плотности плазмы с хорошей точностью.

Спектр продольных волновых чисел антенны исследован “методом установления”. В будущем необходимо провести численный расчет спектра k_z антенны из условия корректного описания структуры поля в области патрубков с учетом геометрии антенного блока.

Рассмотрено поведение зависимостей “точного” (14) и линеаризованного (16) квадрата волнового вектора $k_{\perp}^2(x)$ при различных значениях приграничной плотности плазмы и продольного волнового вектора. В результате, определены границы применимости линейного приближения (16) для геометрии Т-15МД. В будущем планируется перейти от линейного приближения к численному решению нелинейного уравнения (14) для расширения границ применимости модели.

Проведены первые расчеты для упрощенной геометрии антенного блока установки Т-15МД для двух сценариев: 100% Н плазмы, 95% Н–5% ^3He плазмы. В результате, для соответствия импеданса генератора 25–30 Ом импедансу системы антенна-

плазма получено оптимальное расположение антенного блока. При расстоянии между экраном Фарадея и сепаратрисой равным $x_0 = 6$ см в сценарии нагрева чисто водородной плазмы пластины антенны оптимально расположить на расстоянии 1–2 см от экрана Фарадея. В сценарии нагрева малой добавки гелия-3 в водородной плазме при $x_0 > 6$ см вещественная часть импеданса не превосходит 18 Ом при любом положении пластин антенны в патрубке. Более того, при величине x_0 превышающей 10 см импеданс не превышает 10 Ом в обоих сценариях, при ожидаемом сопротивлении генератора 25–30 Ом. Следовательно, для эффективной работы системы ИЦР в подобных сценариях необходима дополнительная подстройка импеданса, например, с помощью напуска газа в область обдирочного плазменного слоя.

Отметим, что плазменный шнур следует располагать таким образом, чтобы расстояние между экраном Фарадея и сепаратрисой было минимальным. Это расстояние выбрано равным $x_0 = 6$ см, так как при меньшем зазоре между экраном Фарадея и сепаратрисой возрастает вероятность возникновения пробоя между антенной и плазмой, повреждения антенного блока горячей плазмой.

Дополнительно приведено двумерное распределение электрического поля волны в периферийной области плазмы.

Для окончательной оценки границ применимости модели и точности расчетов необходимо провести верификацию кода на экспериментальных данных. Поэтому планируется расширение математической модели для учета несимметричной фазировки тока в пластинах антенны, электротехнических параметров антенного узла и формы профиля плотности в приграничной области плазмы. Это позволит провести верификацию программы с теоретическими расчетами импеданса и экспериментальными результатами, полученными на EAST [11].

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан численный код для математического моделирования распространения ВЧ-волны, излучаемой полосовой антенной в плазму, и расчета импеданса системы антенна-плазма. Код верифицирован по результатам теоретической работы [16] для параметров INTOR. Для упрощенной геометрии бесконечно тонкой полосовой

антенны получены зависимости импеданса системы антенна-плазма от радиального положения антенны и от глубины патрубка, в котором находится антенна. Исследована зависимость мнимой и действительной частей импеданса от количества гармоник Фурье-разложения тока, текущего по пластинам антенны, а также от профиля плотности плазмы в области обдирочного слоя. Определены границы применимости модели для геометрии Т-15МД.

Проверена работоспособность кода для условий токамака Т-15МД. Получены зависимости импеданса системы антенна-плазма от расстояния между антенной и экраном Фарадея и от расстояния от экрана до плазменного шнура. Построено двумерное распределение напряженности электрического поля ВЧ-волны в водородной плазме.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа курчатовской группы выполнена в рамках Государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Messiaen A.M., Conrads H., Gaigneaux M., Ongena J., Weynants R.R., Bertschinger G., Beuken J.M., Cornelissen P., Delvigne T., Durodie F., Hoenen F., Hutteman P., Jadoul M., Koch R., Kever H., Korten M., Kohlhaas W., Lebeau D., Lochter M., Reiter D., Rusbult D., Sauer M., Vandenplas P.E., Van Nieuwenhove R., Van Oost G., Van Wassenhove G., Esser H.G., Euringer H., Fuchs G., Giesen B., Gbrg B., Hillis D.L., Schlueter J., Soltwisch H., Storch M., Telesca G., Uhlemann R., Waidmann G., Wang J.G., Winter J., Wolf G.H., Yang J.W.* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 1990. V. 32. №. 11. P. 889. doi: 10.1088/0741-3335/32/11/005
2. *Garcia-Munoz M., Van Zeeland M.A., Sharapov S., Lauber Ph., Ayllon J., Classen I., Conway G., Ferreira J., Galdon J., Geiger B., Lazanyi N., Nabais F., Nikolaeva V., Pace D.C., Sanchis-Sanchez L., Snicker A., Stober J., Weiland M. and the ASDEX Upgrade Team* // 14th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems. 2015.
3. *Ongena J., Kazakov Y.O., Baranov Y., Hellesen C., Eriksson J., Johnson T., Kiptily V.G., Mantsinen M.J., Nocente M., Bilato R., Cardinali A., Castaldo C., Crombe K., Czarnecka A., Dumont R., Faustin J., Giacomelli L., Goloborodko V., Graves J., Jacquet Ph., Krawczyk N., Lerche E., Meneses L., Nave M.F.F., Patten H., Schneider M., Van Eester D., Weisen H., Wright J.C. and JET Contributors* // EPJ Web of Conferences. EDP Sciences, 2017. V. 157. P. 02006. doi: 10.1051/epjconf/201715702006
4. *Hellesen C., Gatu Johnson M., Andersson Sunden E., Conroy S., Ericsson G., Eriksson J., Sjostrand H., Weiszflog M., Johnson T., Gorini G., Nocente M., Tardocchi M., Kiptily V.G., Pinches S.D., Sharapov S.E. and JET EFDA Contributors* // Nuclear Fusion. 2013. V. 53. №. 11. P. 113009. doi: 10.1088/0029-5515/53/11/113009
5. *Jacquet P., Bobkov V., Mayoral M.L., Monakhov I., Noterdaeme J.M., Scarabosio A., Stepanov I., Vrancken M., Wolfrum E. and the ASDEX Upgrade Team* // Nuclear Fusion. 2012. V. 52. №. 4. P. 042002. doi: 10.1088/0029-5515/52/4/042002
6. *Noterdaeme J.M., Becker W., Bobkov V., Braun F., Hartmann D., Wesner F.* // AIP Conference Proceedings. – American Institute of Physics. 2003. V. 694. № 1. P. 154–157. doi: 10.1063/1.1638017
7. *Graham M., Mayoral M.L., Monakhov I., Ongena J., Blackman T., Nightingale M.P.S., Wooldridge E., Durodie F., Argouarch A., Berger-By G., Czarnecka A., Dowson S., Goulding R., Huygen S., Jacquet P., Wade T.J., Lerche E., Lamalle P.U., Sheikh H., Van Eester D., Vrancken M., Walden A., Whitehurst A. and JET-EFDA contributors* // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2012. V. 54. №. 7. P. 074011. doi: 10.1088/0741-3335/54/7/074011
8. *Lin Y., Binus A., Wukitch S.J.* // Fusion Engineering and Design. 2009. V. 84. №. 1. P. 33–37. doi: 10.1016/j.fusengdes.2008.08.044
9. *Dumortier P., Messiaen A.M.* // Fusion Science and Technology. 2010. V. 57. №. 2T. P. 230.
10. *Pecoul S., Heuraux S., Koch R., Leclert G.* // AIP Conference Proceedings. American Institute of Physics, 1996. V. 355. №. 1. P. 409. doi: 10.1063/1.49559
11. *Zhang J.H., Zhang X.J., Cheng Y., Qin C.M., Zhao Y.P., Mao Y.Z., Yuan S., Wang L., Ju S.Q., Chen G., Wan B.N., Gong X.Z., Qian J.P., Zhang T., Li J.G., Song Y.T., Yang Y.Q., Chen Z., Wang J.H., Lin Y., Taylor G., Wukitch S., Noterdaeme J.M., Hosea J.C., Kumazawa R., Seki T., Saito K., Kasahara H.* // Nuclear Fusion. 2017. V. 57. №. 6. P. 066030. doi: 10.1088/1741-4326/aa69ca
12. *Ongena J., Messiaen A.M., Melnikov A.V., Ragona R., Kazakov Y.O., Van Eester D., Dnestrovskii Yu.N., Khvostenko P.P., Roy I.N., Romannikov A.N.* // Fusion Engineering and Design. 2019. V. 146. P. 787. doi: 10.1016/j.fusengdes.2019.01.080
13. *Melnikov A.V., Ongena J., Messiaen A.M., Ragona R., Sushkov A.V., Kazakov Ye.O., Van Eester D., Dnestrovskii Yu.N., Khvostenko P.P., Roy I.N.* // AIP

- Conference Proceedings. AIP Publishing, 2020. V. 2254. № 070007.
doi: 10.1063/5.0014265
14. Melnikov A.V., Sushkov A.V., Belov A.M., Dnestrovskij Yu.N., Eliseev L.G., Gorshkov A.V., Ivanov D.P., Kirneva N.A., Korobov K.V., Krupin V.A., Lysenko S.E., Mukhovatov V.S., Mustafin N.A., Perfilov S.V., Razumova K.A., Roy I.N., Savrukhin P.V., Strelkov V.S., Shestakov E.A., Tilinin G.N., Vdovin V.L. // Fusion Engineering and Design. 2015. V. 96. P. 306.
doi: 10.1016/j.fusengdes.2015.06.080
 15. Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Инютин Н.В., Крылов В.А., Левин И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. №. 1. С. 15.
doi: 10.21517/0202-3822-2019-42-1-15-38
 16. Vdovin V.L. // Nuclear fusion. 1983. V. 23. №. 11. P. 1435.
doi: 10.1088/0029-5515/23/11/001
 17. Stix T.H. Waves in plasmas. —Springer Science & Business Media, 1992.
 18. Науменко П.Р., Недбайлов К.О. // 65-я Всероссийская научная конференция МФТИ: Сборник тезисов. М., 2023. С. 223.
 19. Науменко П.Р., Черненко А.С. // Международная научная студенческая конференция 2023 НГУ: Сборник тезисов. Новосибирск, 2023. С. 68.
 20. Ахиезер А.И. Электродинамика плазмы. 1974.
 21. Hooke R., Jeeves T.A. // Journal of the ACM (JACM). 1961. V. 8. № 2. P. 212.
 22. Bhatnagar V.P., Koch R. // Nuclear fusion. 1986. V. 26. № 1. P. 61.
doi: 10.1088/0029-5515/26/1/006
 23. Днестровский Ю.Н., Данилов А.В., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Мельников А.В., Немец А.Р., Нургалиев М.Р., Субботин Г.Ф., Соловьев Н.А., Сычугов Д.Ю., Черкасов С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2022. Т. 45, № 1. С. 9.
doi: 10.21517/0202-3822-2022-45-1-9-28.
 24. Dnestrovskij Y. N., Danilov A. V., Dnestrovskij A. Yu., Lysenko S. E., Melnikov A. V., Nemets A. R., Nurgaliev M. R., Subbotin G. F., Solovov N. A., Sychugov D. Yu., Cherkasov S. V. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2021. V. 63. №. 5. P. 055012.
doi: 10.1088/1361-6587/abdc9b

QUASI-TWO-DIMENSIONAL CODE FOR THE CALCULATION OF ANTENNA IMPEDANCE OF THE ICR HEATING SYSTEM

P. R. Naumenko^{a,b,*}, K. O. Nedbailov^{a,b,**}, and A. S. Chernenko^{b,***}

^aMoscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Dolgoprudnyi, Moscow oblast, 141701, Russia

^bNational Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123098, Russia

*e-mail: naumenko.pr@phystech.edu

**e-mail: nedbailov.ko@phystech.edu

***e-mail: chernenko_as@nrcki.ru

Ion cyclotron resonance heating is considered as one of the methods of additional heating of plasma and production of the non-inductive current in the T-15MD tokamak. To transfer the maximum power to the plasma, it is needed to know impedance of an antenna—plasma system, to match it with impedance of an RF power generator and its transmission line. The work is devoted to the development of a code for the calculation of antenna impedance of the ICR heating system of plasma in toroidal magnetic traps. To find impedance of the antenna—plasma system in the simplified geometry of antenna consisting of conductive plates, the wave equation is solved in the “cold” plasma approximation, and the spectrum of the RF power emitted by antenna is calculated. The dependences of the impedance of the antenna—plasma system on distances between antenna and the Faraday screen and between the Faraday screen and the plasma are obtained for the geometry of the T-15MD tokamak. Two-dimensional distribution of electric field of a wave in the plasma is obtained.

Keywords: plasma, tokamak, ion cyclotron resonance heating, impedance of the antenna—plasma system