

УДК 621.039.643; 533.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ИНЖЕКТИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА В ТОКАМАКАХ

П.В. Минашин^{1, 2}, Д.Р. Филипенко^{1, 2}, А.Б. Кукушкин^{1, 2, 3}

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

³Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

Представлен новый лучевой код Fast_mp_ECH_startup для расчёта многопроходного ЭЦ-поглощения инжектированного излучения в плазме на начальной стадии разряда в токамаках. Для условий, близких к начальной стадии разряда в токамаках-реакторах, проведено сравнение расчётов эффективности ЭЦ-поглощения новым кодом с расчётами лучевым кодом GENRAY и расчётами с помощью модели изотропного и однородного размешивания инжектированного излучения после одного или нескольких отражений от стенки вакуумной камеры.

Ключевые слова: токамак, начальная стадия разряда, ЭЦ-нагрев, многопроходное поглощение.

MODELING OF ELECTRON CYCLOTRON ABSORPTION OF INJECTED RADIATION IN PLASMA AT THE INITIAL STAGE OF DISCHARGE IN TOKAMAKS

P.V. Minashin^{1, 2}, D.R. Filipenko^{1, 2}, A.B. Kukushkin^{1, 2, 3}

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

³Private Institution Project Center ITER, Moscow, Russia

A new ray tracing code, Fast_mp_ECH_startup, is presented for calculating the multipass electron cyclotron (EC) absorption of injected radiation in plasma at the initial stage of discharge in tokamaks. For conditions close to the initial stage of discharge in tokamak-reactors, a comparison of the EC absorption efficiency calculated by the new code is made with calculations using the raytracing code GENRAY and with calculations based on the model of isotropic and homogeneous mixing of the injected radiation after one or more reflections from the vacuum chamber wall.

Keywords: tokamak, initial stage of discharge, EC heating, multipass absorption.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-129-138

ВВЕДЕНИЕ

Технологические особенности, ограничивающие величину тороидального ускоряющего электрического поля в больших токамаках (ИТЭР, ДЕМО), делают чисто омический нагрев недостаточным для надёжного создания плазмы. Поэтому в этих установках предполагается использование дополнительного электронного циклотронного (ЭЦ) нагрева на первых гармониках ЭЦ-частоты уже на начальной стадии разряда для предыонизации и преодоления радиационного барьера [1, 2]. Уместно проверить эффективность такого подхода на токамаке с реакторными технологиями (TRT).

Температура и плотность плазмы на начальной стадии разряда таковы, что в отличие от квазистационарной стадии разряда полного однопроходного поглощения инжектируемой мощности ЭЦ-нагрева не происходит. Эффективность поглощения мощности ЭЦ-нагрева (т.е. доля поглощённой мощности инжектируемой волны) в таком случае определяется многопроходным ЭЦ-поглощением инжектируемой в плазму электромагнитной (ЭМ) волны, при котором существенны не только геометрия инъекции волн в плазму, но и изменения поляризации ЭМ-волн при отражении от стенки, а также тип отражения излучения от стенки (зеркальное или диффузное).

В статье обсуждаются особенности моделирования ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда в токамаках, дан краткий обзор литературы по этой теме, представлен новый код Fast_mp_ECH_startup для расчёта ЭЦ-поглощения на начальной стадии и проведено сравнение нового кода с другими подходами к моделированию многопроходного ЭЦ-поглощения.

Для моделирования ЭЦ-нагрева плазмы и ЭЦ-генерации электрического тока в ней на квазистационарной стадии разряда разработаны несколько численных кодов [3], рассчитывающих распространение

ЭМ-волн от антенны к плазме и внутри плазмы, поглощение волн в плазме и генерацию тока. Используются несколько моделей для расчёта распространения волн: трассировка единичных лучей, распространение гауссова пучка лучей и квазиоптическое распространение. Поглощение волн рассчитывается в каждой точке траектории луча при заданной интенсивности ЭМ-волны либо из аналитических моделей для максвелловской функции распределения электронов по скоростям (ФРС), либо в квазилинейном приближении для описания взаимодействия волна—частица решается кинетическое уравнение Фоккера—Планка для электронной ФРС. При этом генерация тока может быть рассчитана из аналитических моделей или с помощью расчёта первого момента ФРС электронов из решения уравнения Фоккера—Планка.

Главными задачами моделирования ЭЦ-нагрева на этой стадии разряда являются:

— выбор оптимальных параметров инжектируемой волны (частота, поляризация волны) для того, чтобы зона резонансного поглощения излучения находилась в нужной области плазмы токамака и чтобы в выбранном в эксперименте операционном пространстве параметров плазмы и конфигурации магнитного поля была обеспечена доступность этой области для инжектированных ЭМ-волн (т.е. учтены зоны отсечки и конверсии мод);

— поиск оптимальных геометрических параметров инжекции волны в плазму (углы инжекции), при которых эффективность ЭЦ-поглощения была бы максимальна, а область вклада инжектируемой ЭЦ-мощности соответствовала приоритетам поставленной задачи (генерация тока, нагрев плазмы, подавление неустойчивостей и др.).

Поглощаемую мощность P_{ECH} при однопроходном ЭЦ-поглощении и генерируемый ток I_{EC} можно оценить по формулам [4])

$$P_{\text{ECH}} = P_{\text{inj}}(1 - \exp(-\tau_{X,O})); \quad (1)$$

$$\tau_{O1, X2} = n_e T_e f(\Phi, \Theta); \quad (2)$$

$$I_{\text{EC}} = P_{\text{EC}} \frac{T_e}{n_e} \zeta(T_e, n_{\parallel}, Z_{\text{eff}}, a/R_0, \theta_p), \quad (3)$$

где τ — оптическая толщина плазмы для выбранного типа волны, обозначаемого индексом X или O для необыкновенной и обыкновенной волны соответственно (цифра рядом с типом волны обозначает номер ЭЦ-гармоники, на которой будет происходить ЭЦ-поглощение волн плазмой); T_e , n_e — электронная температура и плотность плазмы; Φ и Θ — тороидальный и полоидальный угол инжекции; I_{EC} — генерируемый ток; Z_{eff} — эффективный заряд плазмы; $n_{\parallel}$ — параллельная магнитному полю составляющая коэффициента преломления волны; R_0 — большой радиус тора; a — малый радиус тора; θ_p — угол между волновым вектором и магнитным полем в месте, где при резонансном взаимодействии ЭМ-волны с плазмой происходит генерация тока. Функции f и ζ можно найти в обзоре [4]. На квазистационарной стадии разряда параметры плазмы таковы, что оптическая толщина плазмы (2) оказывается достаточно большой, что приводит к практически полному однопроходному поглощению инжектируемого в плазму излучения.

На начальной стадии разряда плазма разрежена и её температура находится в диапазоне значений 10—1000 эВ. Это приводит к тому, что оптическая толщина плазмы мала $\tau \ll 1$, для её оценки можно использовать скейлинг [5, 6]

$$\tau_{O1, X2} \approx \frac{1}{20} \frac{R_0[\text{М}]}{v_{\text{inj}}[\text{ГГц}]} T_e[\text{эВ}] n_e[10^{19} \text{ м}^{-3}]; \quad (4)$$

$$P_{\text{ECH}} = P_{\text{inj}} \frac{n_e[10^{19} \text{ м}^{-3}] T_e[\text{эВ}]}{400}. \quad (5)$$

Поэтому на начальной стадии эффективность ЭЦ-поглощения будет определяться механизмом многопроходного ЭЦ-поглощения. Главными эффектами, появляющимися при учёте многопроходного поглощения волны, будут:

— эффекты отражения волны от стенки вакуумной камеры: зависимость от типа отражения волны от стенки — диффузного или зеркального; потери мощности волны при её небольшом поглощении ме-

таллической стенкой вакуумной камеры; конверсия мод (изменение поляризации волны) при отражении от стенки;

- резкая зависимость поглощения волны плазмой от направления прохода волны сквозь плазму;
- возможная сильная немаксвелловость функции распределения электронов по скоростям на начальной стадии разряда.

Таким образом, моделирование эффективности ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда существенно отличается от моделирования на квазистационарной стадии. Большинство существующих кодов для расчёта ЭЦ-нагрева [3] не предназначены для расчёта многопроходного поглощения.

Необходимость учёта многопроходного ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда для больших токамаков со сверхпроводящими магнитами была отмечена уже в первых работах по моделированию начальной стадии разряда в ИТЭР [7]. Было показано, что в широком диапазоне начальных условий при учёте примеси бериллия преодоление радиационного барьера требует поглощения внешнего ЭЦ-излучения мощностью 3 МВт. Для моделирования стадии преодоления радиационного барьера была разработана 0-мерная модель, учитывающая радиационные потери примесей, электронный и ионный энергобаланс. Но при этом расчёты эффективности поглощения внешнего ЭЦ-излучения не проводились. В ИТЭР предполагается использование нагрева на первой гармонике обыкновенной О-волны на этапе с полным магнитным полем и второй гармонике необыкновенной Х2-волны на стадии с половинным полем. В работе [7] предполагалось, что после нескольких отражений О-волны от вакуумной стенки (около четырёх отражений) 75% запущенной мощности О-волны в случае преобразования её при отражении от вакуумной стенки в Х-волну будет поглощено плазмой.

Для проверки эффективности поглощения мощности ЭЦ-нагрева в разрядах на токамаке FTU был разработан квазиоптический код [8], учитывающий многократное отражение лучей от стенки вакуумной камеры. При отражении луча от стенки вакуумной камеры рассматривался случай полной деполяризации, т.е. при отражении поляризация волны менялась на другую нормальную моду (вместо учёта частичной деполяризации). Численное моделирование хорошо совпадало с результатами проведённых экспериментов. Эта модель применялась для расчётов динамики начальной стадии разряда в FTU в работе [9].

Для условий ИТЭР моделирование [10] показывает, что поглощение мощности на второй гармонике циклотронной частоты (Х2) неэффективно при относительно низких температурах и плотностях, которые характеризуют эту фазу как в схеме однократного прохождения, предусмотренной для этапа первой плазмы (First Plasma, FP), так и в многопроходной конфигурации. Моделировалось только одно отражение волны от внутренней стенки камеры при запуске волны из верхнего порта (Upper Launcher). Расчёты ЭЦ-поглощения были проведены кодом GRAY [11], при этом после отражения волны учитывалась полная деполяризация волны (т.е. полная конверсия О-волны в Х-волну и соответственно полная конверсия Х-волны в О-волну при отражениях).

В [5] с помощью расчётов кодом OGRAY были получены скейлинги (5) для однопроходного поглощения О1- и Х2-волн для условий начальной стадии разряда в ИТЭР.

В работах [12, 13] были проведены эксперименты по преодолению радиационного барьера в токамаке FTU для условий, близких к токамаку ИТЭР. Проводилось моделирование начальной стадии разряда с помощью транспортного кода BKD0 и кода GRAY для расчёта эффективности ЭЦ-поглощения с учётом нескольких проходов волны по камере и эффектов частичной деполяризации волн при отражении.

В [6, 14] была предложена модель для учёта многопроходного ЭЦ-поглощения на основе модели изотропного и однородного размешивания инжектированного излучения после одного или нескольких отражений от стенки вакуумной камеры (это есть модификация модели кода CYNEQ [15, 16] для переноса собственного ЭЦ-излучения плазмы на немалых гармониках основной ЭЦ-частоты; статус этого и других подходов к расчётам ЭЦ-потерь в токамаках-реакторах и возможного воздействия выходящего собственного ЭЦ-излучения на диагностические системы охарактеризован в [17, 18]). Начальная стадия разряда в ИТЭР была промоделирована кодом DINA с учётом модели многопроходного ЭЦ-поглощения [6] в работе [19]. Было показано, что порог мощности ЭЦ-нагрева, необходимой для преодоления радиа-

ционного барьера в ИТЭР, в случае концентрации бериллия на уровне 2% от плотности электронов должен быть не менее 3 МВт.

Таким образом, расчёты эффективности ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда проводятся с помощью следующих подходов:

- модификация лучевых кодов для учёта нескольких проходов электромагнитной волны ЭЦ-диапазона с учётом отражения волны от первой стенки вакуумной камеры [12, 20];
- модели, рассчитывающие многопроходное ЭЦ-поглощение в приближении изотропного размещения инжектированного излучения по всей вакуумной камере токамака [6, 14, 21].

В следующем разделе описан новый код Fast_mp_ECH_startup, являющийся упрощением лучевого кода для расчёта многопроходного ЭЦ-поглощения инжектированных электромагнитных волн плазмой на начальной стадии разряда в токамаках, и проведено сравнение нового кода с другими моделями.

БЫСТРЫЙ ЛУЧЕВОЙ КОД FAST_MP_ECH_STARTUP

Быстрый лучевой код Fast_mp_ECH_startup для расчёта многопроходного ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда рассматривает инжектируемую волну в следующей модели:

- приближенное описание распространения ЭМ-волны на языке геометрической оптики для траектории лучей: пучок лучей многократно проходит сквозь плазму и отражается от стенок камеры, при этом в условиях низкой плотности плазмы траектории лучей полагаются прямыми линиями;
- учёт конверсии мод (изменения поляризации волны) при отражениях от металлических стенок вакуумной камеры [22];
- расчёт эффективности ЭЦ-поглощения на каждом проходе в приближении максвелловской функции распределения электронов по скоростям, используя формулы [23], восходящие к [24].

Первая (внутренняя) стенка вакуумной камеры токамака в Fast_mp_ECH_startup является аксиально-симметричным тором с D-образным полоидальным сечением. Уравнение границы тора с D-образным сечением в плоскости (R, Z) задаётся в параметрическом виде:

$$\begin{cases} R_{\text{wall}}(\theta) = R_0 + a(\cos \theta - \delta \sin^2 \theta), \\ Z_{\text{wall}}(\theta) = \Delta_z + a k_{\text{elong}} \sin(\theta), \end{cases} \quad (6)$$

где θ — полоидальный угол ($0 \leq \theta < 2\pi$); R_0 — большой радиус тора; a — малый радиус тора; k_{elong} — удлинение; δ — треугольность; Δ_z — сдвиг по оси Z . В пространстве (x, y, z) уравнение тора с таким D-образным сечением задаётся как фигура вращения вокруг оси Z : $\mathbf{r}_{\text{wall}}(\theta, \phi) = (x_{\text{wall}}(\theta, \phi), y_{\text{wall}}(\theta, \phi), z_{\text{wall}}(\theta, \phi))$:

$$\begin{cases} x_{\text{wall}} = R_{\text{wall}}(\theta) \cos \phi, \\ y_{\text{wall}} = R_{\text{wall}}(\theta) \sin \phi, \\ z_{\text{wall}} = Z_{\text{wall}}(\theta), \end{cases} \quad (7)$$

где ϕ — тороидальный угол ($0 \leq \phi < 2\pi$).

Луч в приближении прямолинейных траекторий задаётся параметрическим уравнением прямой $\mathbf{r}_{\text{ray}}(s) = x_{\text{ray}}(s), y_{\text{ray}}(s), z_{\text{ray}}(s)$:

$$\begin{cases} x_{\text{ray}}(s) = x_0 + n_{\text{ray},x} s, \\ y_{\text{ray}}(s) = y_0 + n_{\text{ray},y} s, \\ z_{\text{ray}}(s) = z_0 + n_{\text{ray},z} s, \end{cases} \quad (8)$$

где s — параметр ($s \geq 0$), т.е. координата вдоль луча; $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ — радиус-вектор начальной точки луча; $\mathbf{n}_{\text{ray}} = (n_x, n_y, n_z)$ — вектор направления луча.

Точка пересечения луча (8) и поверхности тора (7) находится с помощью численного решения алгебраического уравнения 8-й степени для параметра t (расстояния вдоль луча):

$$\sum_{k=0}^8 c_k(R_0, a, k_{\text{elong}}, \delta, \Delta_z, \mathbf{r}_0, \mathbf{n}_{\text{ray}}) s^k = 0. \quad (9)$$

По количеству неотрицательных ($s \geq 0$) решений уравнения (9) можно определить положения луча по отношению к тору. Если количество действительных неотрицательных корней чётное, то луч был запущен из точки, которая находится вне тора, если же количество таких корней нечётное, то точка запуска луча находится внутри тора. В зависимости от положения точки запуска луча точкой ближайшего пересечения луча и внутренней поверхности тора будет то решение уравнения (9), которое либо минимальное из всех найденных (если точка запуска была внутри тора), либо при сортировке значений s по возрастанию это будет следующее за минимальным значением параметра s (если точка запуска была вне тора, в этом случае первое пересечение луча будет пересечением, когда луч попадает в тор извне).

Для определения отражённого луча проводится следующая процедура. В точке отражения луча от внутренней поверхности тора, найденной при решении уравнения (9), рассчитывается вектор нормали к поверхности тора

$$\mathbf{n}_{\text{wall}} = \pm \frac{\partial \mathbf{r}_{\text{wall}}(\theta, \phi)}{\partial \theta} \times \frac{\partial \mathbf{r}_{\text{wall}}(\theta, \phi)}{\partial \phi}, \quad (10)$$

где знак $\pm$ определяет то, какая выбрана нормаль к поверхности — внешняя или внутренняя; частные производные во множителях векторного произведения в (10) считаются аналитически (см. уравнения (6), (7)). Для расчёта направления отражённого (далее индекс ref) от поверхности тора луча вектор направления падающего луча (inc) представляется в виде суммы двух векторов: компоненты, перпендикулярной поверхности, и компоненты, параллельной поверхности:

$$\mathbf{n}_{\text{ray}}^{\text{inc}} = \mathbf{n}_{\text{ray}, \parallel}^{\text{inc}} + \mathbf{n}_{\text{ray}, \perp}^{\text{inc}}; \quad \mathbf{n}_{\text{ray}, \perp}^{\text{inc}} = (\mathbf{n}_{\text{ray}}^{\text{inc}} \mathbf{n}_{\text{wall}}) \mathbf{n}_{\text{wall}}; \quad \mathbf{n}_{\text{ray}, \parallel}^{\text{inc}} = \mathbf{n}_{\text{ray}}^{\text{inc}} - \mathbf{n}_{\text{ray}, \perp}^{\text{inc}}. \quad (11)$$

Для зеркального отражения справедливы формулы

$$\mathbf{n}_{\text{ray}, \parallel}^{\text{ref}} = \mathbf{n}_{\text{ray}, \parallel}^{\text{inc}}; \quad \mathbf{n}_{\text{ray}, \perp}^{\text{ref}} = -\mathbf{n}_{\text{ray}, \perp}^{\text{inc}}, \quad (12)$$

тогда для вектора направления отражённого луча получаем

$$\mathbf{n}_{\text{ray}}^{\text{ref}} = \mathbf{n}_{\text{ray}}^{\text{inc}} - 2(\mathbf{n}_{\text{ray}}^{\text{inc}} \times \mathbf{n}_{\text{wall}}) \mathbf{n}_{\text{wall}}. \quad (13)$$

Такая же модель отражения лучей от стенки использовалась в моделировании [12] кодом GRAY [11, 12].

При малой плотности плазмы на начальной стадии разряда ($\omega_p/\omega \ll 1$) можно рассматривать конверсию ЭЦ-мод только при отражении от первой стенки вакуумной камеры и пренебречь другими эффектами: внутренним отражением (отсечкой) ЭЦ-мод, конверсией ЭЦ-мод в электронную бернштейновскую моду, конверсией мод при входе ЭМ-волны в плазму из вакуума и её выходе из плазмы в вакуум, а также конверсией мод на участках с немалым градиентом температуры и плотности.

Граничные условия для интенсивностей двух типов волн в плазме, схематично показанные на рис. 1, задаются следующим уравнением (где индексы inc, ref, out относятся соответственно к падающей волне, отражённой и уходящей, т.е. поглощаемой стенкой):

$$I_{X, O}^{\text{inc}} = I_{X, O}^{\text{ref}} + I_{X, O}^{\text{out}}; \quad I_{X, O}^{\text{out}} = (1 - R_w) I_{X, O}^{\text{inc}}; \quad I_{X, O}^{\text{ref}} = R_w(1 - p) I_{X, O}^{\text{inc}} + p R_w I_{O, X}^{\text{inc}}. \quad (14)$$

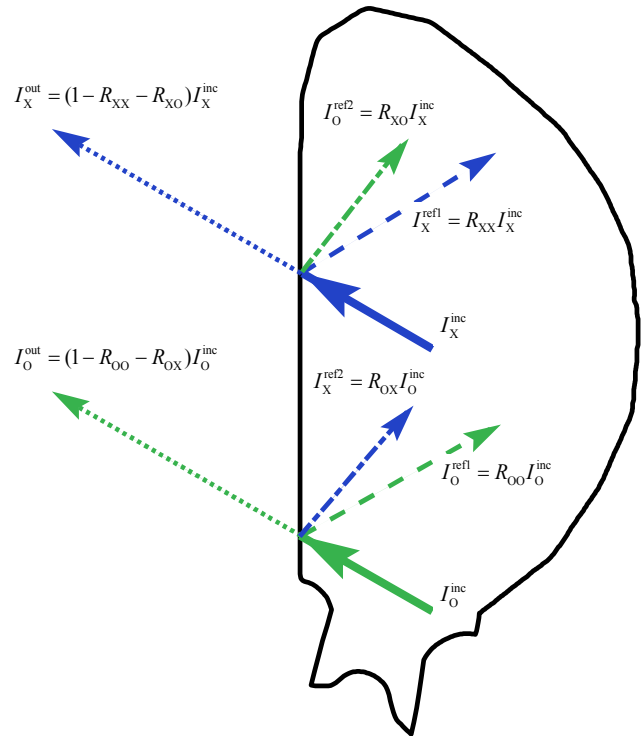


Рис. 1. Граничные условия для интенсивности ЭЦ-излучения при условии смешивания (конверсии) мод при отражении волн от стенки вакуумной камеры: индекс inc указывает на падающую на стенку волну; ref — отражённая волна; out — выходящая из камеры волна, т.е. либо поглощённая в первой стенке, либо уходящая в патрубок

Здесь R_w — коэффициент отражения волны от стенки вакуумной камеры ($R_{w,X} = R_{w,O}$); p — доля падающей волны, которая при отражении от стенки переходит в другую волну (так называемое смешивание волн при отражении или конверсия мод (mode mixing, mode conversion)), при этом $p(O \rightarrow X) = p(X \rightarrow O) = p$. Последнее уравнение в (14) для X- и O-волны связывает интенсивности отражённой и падающей на стенку волн с учётом конверсии волн при отражениях от стенки. В матричной форме уравнения (14) записываются в виде

$$\begin{pmatrix} I_X^{\text{ref}} \\ I_O^{\text{ref}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{XX} & R_{XO} \\ R_{OX} & R_{OO} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_X^{\text{inc}} \\ I_O^{\text{inc}} \end{pmatrix}; \quad R_{XX} = R_{OO} = R_w(1-p), \quad R_{XO} = R_{OX} = R_w p. \quad (15)$$

При отражении волны от плоской стенки знак тангенциальной компоненты электрического поля меняется на противоположный, так как происходит изменение фазы ЭМ-волны на 2π . Из-за этого при отражении падающей волны определённой поляризации возникает смесь отражённых волн с разной поляризацией: часть падающей волны конвертируется в волну с другой поляризацией. Для расчёта коэффициента конверсии волн при отражениях от стенки p (т.е. доли мощности волны, которая изменит поляризацию при отражении от стенки) используется формула из работы [22], полученная для холодной разреженной плазмы ($\omega_p^2/\omega^2 \ll 1$) в магнитном поле, параллельном проводящей стенке вакуумной камеры:

$$p = \frac{4R_-^2}{(1+R_-^2)^2}; \quad R_-(N_{\parallel}, \tilde{\omega} = \omega/\omega_c(\mathbf{r})) = \frac{1}{2N_{\parallel}\tilde{\omega}} \left((1-N_{\parallel}^2) - \sqrt{(1-N_{\parallel}^2)^2 + 4N_{\parallel}^2\tilde{\omega}^2} \right), \quad (16)$$

где ω_p — плазменная частота; $\omega_c(\mathbf{r})$ — циклотронная частота в точке с радиус-вектором $\mathbf{r}$; ω — частота падающей на стенку волны; R_- определяет поляризацию волны, т.е. отношение горизонтальной и вертикальной компонент электрического поля в эллиптически поляризованной волне; $N_{\parallel} = k_{\parallel}c/\omega$ — параллельная по отношению к магнитному полю составляющая коэффициента преломления ($\mathbf{k}$ — волновой вектор; c — скорость света). Формула (16) является частным случаем более общей формулы [25, формула (10)], где магнитное поле не обязательно параллельно стенке камеры.

Расчёты по формуле (16) проводятся для локальных значений $N_{\parallel}$ и $\omega_c(\mathbf{r})$ в точке пересечения луча и поверхности стенки, при этом для расчёта угла между магнитным полем и лучом используется только тороидальная составляющая магнитного поля:

$$N_{\parallel} = \cos \theta_k, \quad \cos \theta_k = \left(\mathbf{n}_{\text{ray}}^{\text{inc}} \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \right), \quad \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \approx \frac{\mathbf{B}_{\text{tor}}}{|\mathbf{B}_{\text{tor}}|} = (-\sin \phi, \cos \phi, 0). \quad (17)$$

Плазменный столб в коде Fast_mp_ECH_startup представляет собой тор, параметризованный так же, как и стенка вакуумной камеры (см. формулы (6), (7)) с дополнительным учётом сдвига Шафранова. Пересечение луча и плазмы рассчитывается тем же способом, что и расчёт пересечения луча с поверхностью вакуумной камеры (формула (9)). Расчёт коэффициентов поглощения $\kappa_{X,O}$ волн ЭЦ-диапазона максвелловской плазмой проводится по формулам [23, формула 3.1.73, таблица XI].

Для определения интенсивности волны $I_{X,O}$, прошедшей сквозь плазму, решается уравнение переноса излучения в случае разреженной среды (лучевой показатель преломления $N_r \rightarrow 1$) без источников излучения (функция источника $q_{X,O} = 0$):

$$\frac{dI_{X,O}(s, \omega)}{ds} = -\kappa(s, \omega)I_{X,O}(s, \omega), \quad (18)$$

$$I_{X,O}(s, \omega) = I_{X,O}(s_0, \omega) e^{-\tau_{X,O}(s, s_0, \omega)}, \quad \tau_{X,O}(s, s_0, \omega) = \int_{s_0}^s \kappa_{X,O}(s', \omega) ds', \quad (19)$$

где s — расстояние вдоль луча; τ — оптическая толщина плазмы.

Плотность мощности волны, поглощённой плазмой вдоль траектории луча, рассчитывается по формуле

$$P_{\text{ECH}}(s) = \kappa_X(s, \omega)I_X(s, \omega) + \kappa_O(s, \omega)I_O(s, \omega). \quad (20)$$

Далее для иллюстрации работы нового кода приводятся расчёты эффективности ЭЦ-поглощения волн на начальной стадии разряда в токамаке с параметрами, близкими к ИТЭР: большой и малый радиусы тора $R_0 = 6,2$ м и $a = 2,0$ м, удлинение $k_{\text{elong}} = 1,7$, треугольность $\delta = 0,3$, магнитное поле на оси тора $B_0 = 5,3$ Тл, инжекция обыкновенной волны на частоте $\nu = 170$ ГГц, средний коэффициент отражения ЭЦ-волны от стенки $R_w = 0,95$ [20]. Для плазмы на начальной стадии разряда выбраны следующие геометрические параметры: $R_{0p} = 5,7$ м и $a_p = 0,95$ м, $k_{\text{elong},p} = 1,3$, $\delta_p = 0$. Эффект естественной расходимости пучка учтён приближенно в следующем виде: инжектируемая волна представляется как набор восьми лучей в конусе с углами раствора в полоидальной плоскости $0,3^\circ$, в тороидальной плоскости $0,2^\circ$, мощность волны в каждом луче одинакова. Сравнение однопроходного поглощения О1-волны по указанным формулам с проведённым нами расчётом лучевым кодом GENRAY [26] показано на рис. 2.

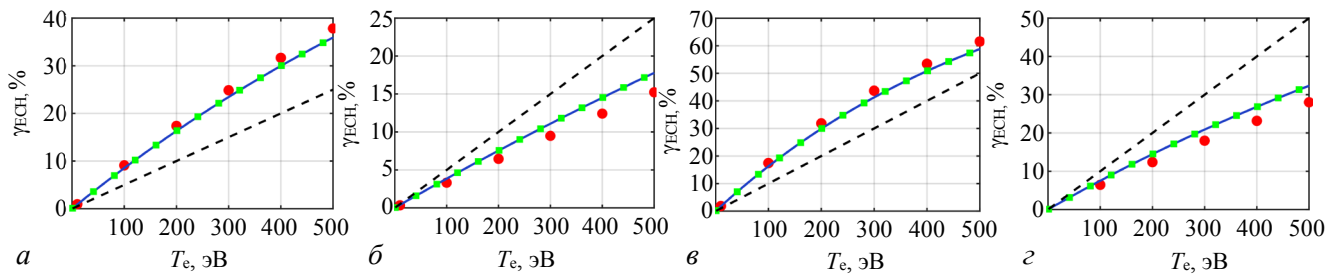


Рис. 2. Сравнение эффективности, т.е. доли поглощённой мощности, однопроходного поглощения О1-волны, рассчитанного кодом GENRAY [26] (•) и различными аналитическими моделями (Bornatici [23] (—), Bornatici_QP — квазиперпендикулярное приближение (■), OGRAY — скейлинг (5) (----)). Плотность электронов для расчётов, показанных на рисунках а, б, равна $n_e = 0,2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, для в, г — $n_e = 0,4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Волна запущена со стороны слабого магнитного поля, тороидальный угол инжекции равен таковому для токамака ИТЭР $\Phi = 20^\circ$ (угол отсчитывается по часовой стрелке от отрицательного направления оси X в тороидальной плоскости), полоидальный угол инжекции Θ , отсчитываемый против часовой стрелки от положительного направления оси Z в полоидальной плоскости, для расчётов а, в был равен 30° , для б, г — $\Theta = 90^\circ$

Эффект конверсии мод при отражении волны от стенки в ИТЭР показан на рис. 3. Параметры инжекции обыкновенной волны выбраны так, чтобы при первом отражении доля появляющейся необыкновенной Х-волны была мала (это отличается от предусмотренных в ИТЭР углов инжекции, при которых доля Х-волны, появляющейся при первом отражении, велика). На рисунке видно, что с каждым отражением луча от камеры доля появляющейся необыкновенной волны плавно увеличивается и из-за этого растёт и эффективность ЭЦ-поглощения на каждом проходе волны.

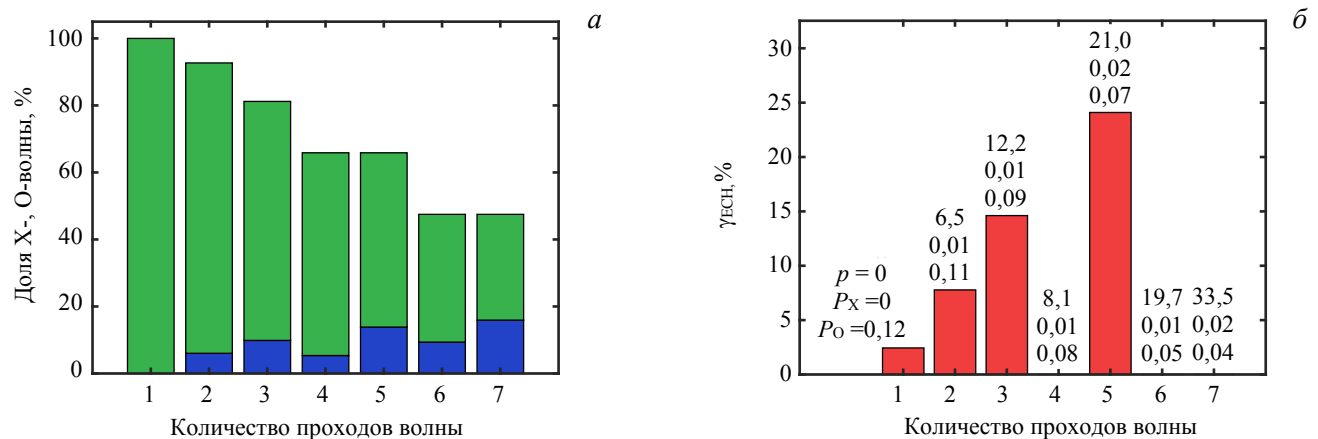


Рис. 3. Соотношение различных поляризаций волны для первого луча на первом проходе запущена О-волна, при отражениях происходит смешивание поляризаций (а); эффективность однопроходного поглощения, т.е. доля поглощённой мощности волны, на каждом проходе волны для центрального луча, указаны доля p обыкновенной волны, которая при отражении волны от стенки конвертируется в Х-волну, мощность обыкновенной P_o и необыкновенной P_x волны для выбранного луча в условных единицах (б). Параметры инжектированной волны: тороидальный угол инжекции равен $\Phi = 5^\circ$, полоидальный угол инжекции равен $\Theta = 80^\circ$, параметры плазмы: $T_e = 100$ эВ, $n_e = 0,1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$

Для расчёта двумерной функции $P_{\text{ECH}}(R, Z)$, показывающей локализацию поглощённой мощности инжектированного излучения в поперечном (полоидальном) сечении токамака, значения поглощённой мощно-

сти вдоль каждого луча $P_{\text{ECH}}(s)$ интерполируются вдоль траектории одного луча и между траекториями разных лучей на сетку (R, Z) (рис. 4). При этом, чтобы избежать ошибок интерполяции между лучами, в области плазмы, которая не пересекается конусом из лучей, значение $P_{\text{ECH}}(R, Z) = 0$. На рис. 5 показаны результаты расчётов эффективности поглощения ЭЦ-нагрева для условий, близких к начальной стадии разряда в ИТЭР.

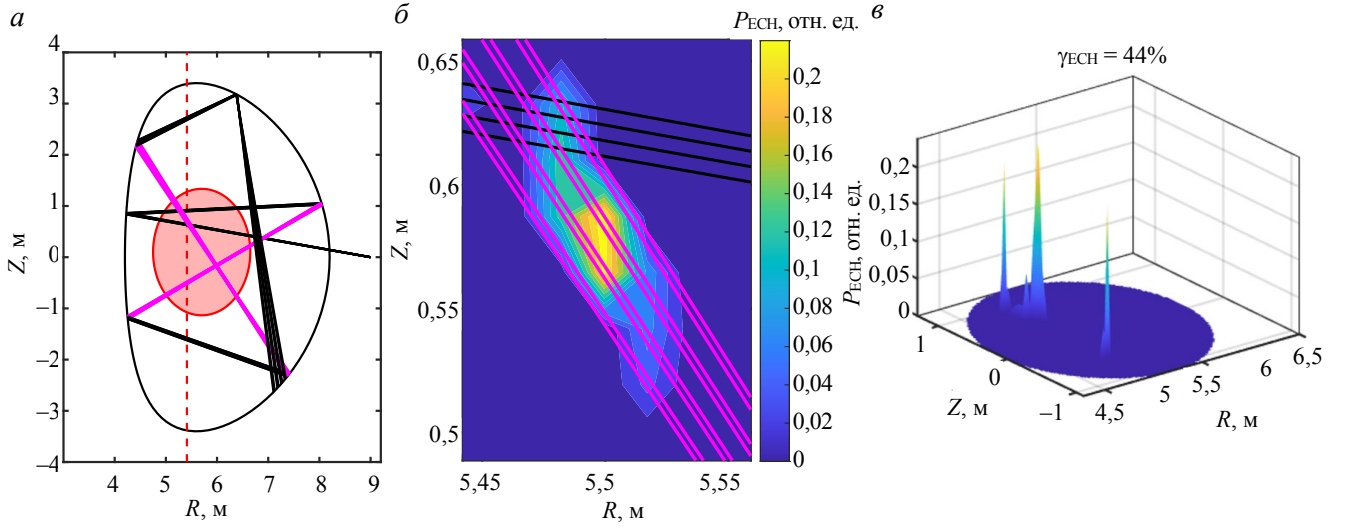


Рис. 4. Траектории лучей в плоскости R, Z после учёта семи проходов волны для случая начальной стадии разряда в ИТЭР при нагреве O1-модой (— малое поглощение $<10\%$, — поглощение $>10\%$), - - - положение холодного ЭЦ-резонанса (a); результат интерполяции значений $P_{\text{ECH}}(R, Z)$ по значениям $P_{\text{ECH}}(s)$ вдоль каждого луча (б); двумерный профиль поглощённой мощности $P_{\text{ECH}}(R, Z)$ для многопроходного поглощения инжектированного ЭЦ-излучения (в). Параметры плазмы и углы инжекции волны в плазму те же, что указаны на рис. 3

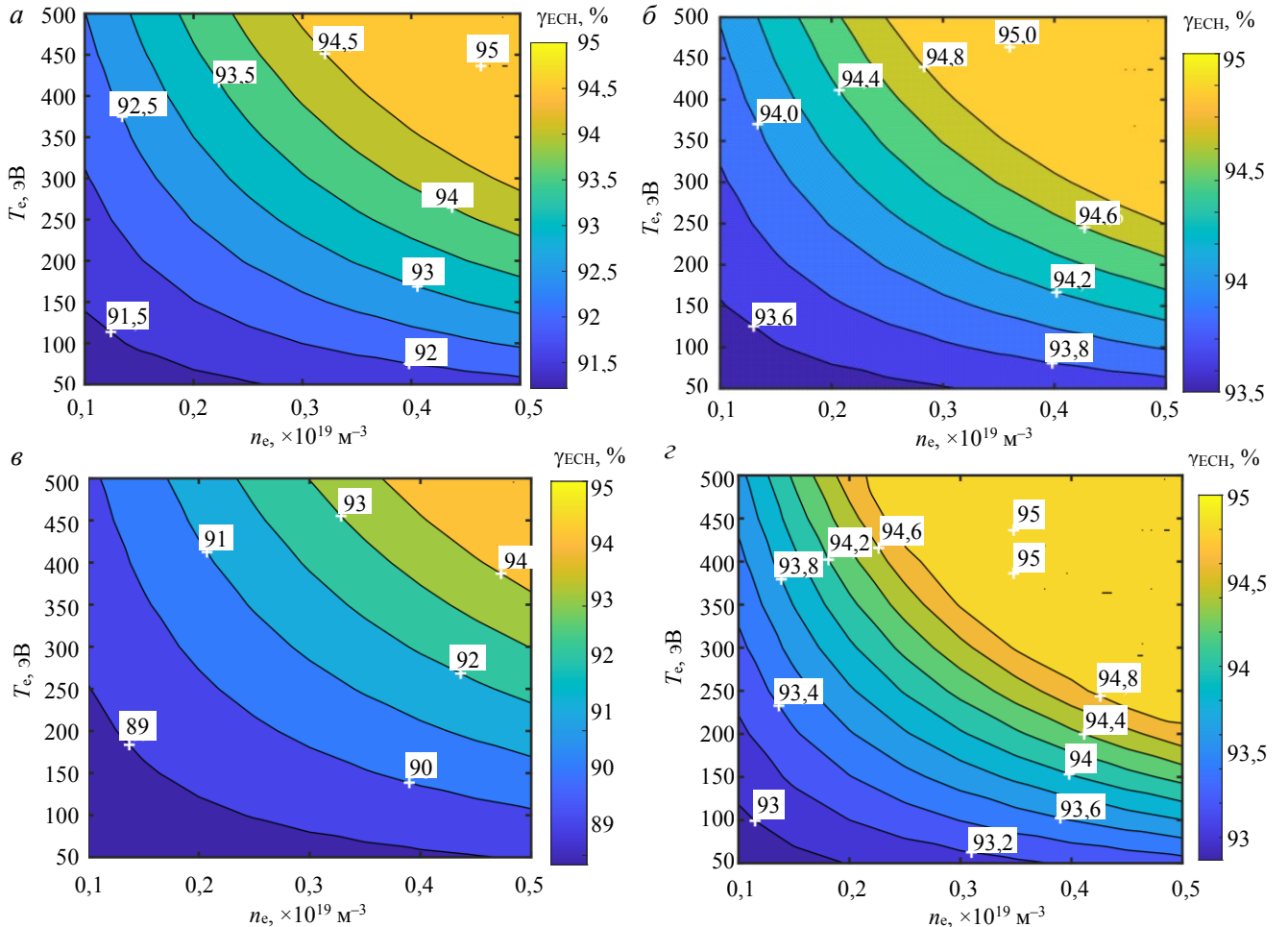


Рис. 5. Сравнение расчётов эффективности многопроходного ЭЦ-поглощения инжектируемой O1-волны на начальной стадии разряда в ИТЭР кодом Fast_mp_ECH_startup (a, б) с расчётами по модели [6] (в, з) для различных значений тороидального Φ и полоидального Θ углов инжекции волны в плазму: a, в — $\Phi = 10^\circ$, $\Theta = 75^\circ$; б, з — $\Phi = 20^\circ$, $\Theta = 90^\circ$

СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ МНОГОПРОХОДНОГО ЭЦ-ПОГЛОЩЕНИЯ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА

Как следует из рис. 2, для параметров начальной стадии разряда расчёты многопроходного ЭЦ-поглощения новым кодом `Fast_mp_ECH_startup` и модифицированным (для учёта нескольких проходов волны) кодом `GENRAY` совпадают с хорошей точностью, так как рефракция лучей на начальной стадии разряда незначительна, а однопроходное поглощение в обоих кодах практически совпадает для нагрева на первой гармонике обыкновенной волны.

Интересно сравнить результаты расчётов эффективности ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда в ИТЭР, полученные с помощью лучевого кода `Fast_mp_ECH_startup`, и расчёты по аналитической модели [6, 14], учитывающей многопроходное поглощение сразу на всех проходах волн (с учётом смешивания мод при отражениях волн от стенки) в приближении изотропного размешивания излучения внутри камеры. На рис. 5 результаты расчётов эффективности ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда в ИТЭР, полученные с помощью нового кода, сравниваются с расчётами по многопроходной модели [6]. Видно, что в случае большего тороидального угла инжекции точность модели [6] возрастает, так как такой угол инжекции способствует большей изотропизации излучения по всей вакуумной камере.

ВЫВОДЫ

Разработан новый код для расчёта многопроходного ЭЦ-поглощения плазмой инжектированных ЭМ-волн на начальной стадии разряда в токамаках, который является упрощением лучевых кодов для условий начальной стадии разряда:

- применяется приближение прямолинейных траекторий для лучей;
- используются аналитические коэффициенты поглощения волн ЭЦ-диапазона в разреженной максвелловской плазме;
- учитывается конверсия мод при отражении волны от стенки вакуумной камеры.

Для условий, близких к начальной стадии разряда в ИТЭР и других токамаках-реакторах, проведено сравнение разных моделей для расчёта эффективности ЭЦ-поглощения:

- новый быстрый код `Fast_mp_ECH_startup`;
- лучевой код `GENRAY`, модифицированный для учёта многопроходного ЭЦ-поглощения;
- модель изотропного и однородного размешивания инжектированного излучения после одного или нескольких отражений от стенки вакуумной камеры (модификация модели кода `CYNEQ` для переноса собственного ЭЦ-излучения плазмы в токамаках-реакторах на немалых гармониках основной ЭЦ-частоты).

Результаты расчётов ЭЦ-нагрева путём инжекции первой гармоники обыкновенной ЭЦ-волны кодом `Fast_mp_ECH_startup` и модифицированным для учёта нескольких проходов волны кодом `GENRAY` совпадают с высокой точностью. Расчёты по модели изотропного и однородного размешивания излучения по всей камере совпадают с расчётами быстрым лучевым кодом только для углов инжекции, для которых выполняются условия для хорошей изотропизации излучения по всей вакуумной камере (наклонная инжекция, при которой только небольшая доля падающей волны при отражении от стенки переходит в другую моду ЭЦ-волны).

Расчёты проводились для случая однородной плазмы, но в общем случае быстрый код `Fast_mp_ECH_startup` можно использовать и в случае неоднородных профилей плазмы, получаемых при моделировании разряда общими транспортными кодами с участием этого быстрого кода. Такой код может быть включён в пакет кодов для интегрированного моделирования сценариев работы токамака с реакторными технологиями.

Работа выполнена за счёт средств государственного контракта от 17.04.2023 № Н.4к.241.09.23.1060 «НИОКР в обоснование программы исследований и технических требований к системам токамака с реакторными технологиями. Этап 2023—2024 годов».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stober J., Jackson G.L., Ascasibar E., Bae Y.S. et al. ECRH-assisted plasma start-up with toroidally inclined launch: multi-machine comparison and perspectives for ITER. — *Nuclear Fusion*, 2011, vol. 51, p. 083031.
2. De Vries P.C., Gribov Y. ITER breakdown and plasma initiation revisited. — *Ibid.*, 2019, vol. 59, p. 096043.
3. Prater R., Farina D., Gribov Y., Harvey R.W. et al. Benchmarking of codes for electron cyclotron heating and electron cyclotron current drive under ITER conditions. — *Ibid.*, 2008, vol. 48, p. 035006.
4. Prater R. Heating and current drive by electron cyclotron waves. — *Physics of Plasmas*, 2004, vol. 11, p. 2349—2376.

5. **Khayrutdinov R.R., Kuyanov A.Y., Lukash V.E., Zvonkov A.V.** — In: Proc. of the 38th EPS Conference on Plasma Physics. Strasbourg, France, 2011, ECA, vol. 35G, P2.085.
6. **Минашин П.В., Кукушкин А.Б., Хайрутдинов Р.Р., Лукаш В.Э.** Модель многопроходного поглощения внешнего ЭЦ-излучения на начальной стадии разряда в ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2013, т. 36, с. 76—84.
7. **Lloyd B., Carolan P.G., Warrick C.D.** ECRH-assisted start-up in ITER. — Plasma Physics and Controlled Fusion, 1996, vol. 38, p. 1627—1643.
8. **Nowak S., Airoidi A., Bruschi A., Cirant S. et al.** Measurements of residual power of EC waves propagating in FTU tokamak during ECRH experiments at 140 GHz. — Fusion Engineering and Design, 2001, vol. 53, p. 315—320.
9. **Granucci G., Ramponi G., Calabrò G., Crisanti F. et al.** Plasma start-up results with electron cyclotron assisted breakdown on Frascati Tokamak Upgrade. — Nuclear Fusion, 2011, vol. 51, p. 073042.
10. **Ricci D., Farina D., Figini L., Granucci G. et al.** — In: Proc. of the 43rd EPS Conference on Plasma Physics. Leuven, Belgium, 2016, O5.130.
11. **Farina D.** A Quasi-Optical Beam-Tracing Code for Electron Cyclotron Absorption and Current Drive: GRAY. — Fusion Science and Technology, 2007, vol. 52, p. 154—160.
12. **Granucci G., Garavaglia S., Ricci D., Artaserse G. et al.** Experiments and modeling on FTU tokamak for EC assisted plasma start-up studies in ITER-like configuration. — Nuclear Fusion, 2015, vol. 55, p. 093025.
13. **Granucci G., Ricci D., Farina D., Figini L. et al.** Studies on absorption of EC waves in assisted startup experiment on FTU. — EPJ Web of Conferences, 2012, vol. 32, p. 02016.
14. **Minashin P.V., Kukushkin A.B., Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.** A model of multi-pass absorption of external EC radiation at initial stage of discharge in ITER. — EPJ Web of Conferences, 2015, vol. 87, p. 03005.
15. **Kukushkin A.B.** — In: Proc. of the 14th IAEA Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Wuerzburg, Germany, 1992, IAEA, vol. 2, p. 35—45.
16. **Kukushkin A.B., Minashin P.V.** — In: Proc. of the 36th EPS Conference on Plasma Physics. Sofia, Bulgaria, 2009, ECA, vol. 33E, P.4.136.
17. **Kukushkin A.B., Minashin P.V.** Self-Similarity of Continuous-Spectrum Radiative Transfer in Plasmas with Highly Reflecting Walls. — Symmetry, 2021, vol. 13, p. 1303.
18. **Minashin P.V., Kukushkin A.B.** Spectral Intensity of Electron Cyclotron Radiation Emerging from the Plasma to the First Wall in ITER. — Ibid., 2023, vol. 15, p. 118.
19. **Minashin P.V., Harvey R.W., Khayrutdinov R.R., Kukushkin A.B. et al.** — In: Proc. of the 20 Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating (EC20). Greifswald, Germany, 2018.
20. **Moseev D., Oosterbeek J.W., Sirinelli A., Corre Y. et al.** Stray radiation energy fluxes in ITER based on a multiresonator model. — Fusion Eng. and Des., 2021, vol. 172, p. 112754.
21. **Oosterbeek J.W., Udintsev V.S., Gandini F., Hirsch M. et al.** Loads due to stray microwave radiation in ITER. — Ibid., 2015, vol. 96—97, p. 553—556.
22. **Hsu J.Y., Moeller C.P.** Polarization change of electron cyclotron waves by reflection. — AIP Conference Proceedings, 1987, vol. 159, p. 13—16.
23. **Bornatici M., Cano R., De Barbieri O., Engelmann F.** Electron cyclotron emission and absorption in fusion plasmas. — Nuclear Fusion, 1983, vol. 23, p. 1153.
24. **Трубников Б.А.** — В сб.: Физика плазмы и проблема УТР. Под ред. М.А. Леонтовича. — М.: Изд-во АН СССР, 1958, т. 3, с. 104—113.
25. **Golubev S.V., Gospodchikov E.D., Smolyakova O.B.** On matching a microwave radiation with the plasma of an electron cyclotron resonance discharge. — Physics of Plasmas, 2023, vol. 30, p. 112503.
26. **Smirnov A.P., Harvey R.W., Kupfer K.** A general ray tracing code GENRAY. — Bulletin of the American Physical Society, 1994, vol. 39, p. 1626.



Павел Вадимович
Минашин, в.н.с.,
к.ф.-м.н.; НИЦ
«Курчатовский ин-
ститут», 123182
Москва, пл. Ака-
демика Курчато-
ва 1, Россия; до-
цент; НИЯУ
МИФИ, 115409
Москва, Кашир-
ское ш. 31, Россия
Minashin_PV@nrcki.ru



Дмитрий Романо-
вич Филипенко,
лаборант-исследова-
тель; НИЦ «Кур-
чатовский инсти-
тут», 123182 Москва,
пл. Академика Кур-
чатова 1, Россия;
студент; НИЯУ
МИФИ, 115409
Москва, Кашир-
ское ш. 31, Россия
fdr2001@mail.ru



Александр Борисо-
вич Кукушкин,
в.н.с., д.ф.-м.н.;
НИЦ «Курчатов-
ский институт»,
123182 Москва, пл.
Академика Курча-
това 1, Россия;
профессор; НИЯУ
МИФИ, 115409
Москва, Кашир-
ское ш. 31, Россия;
Частное учрежде-
ние «Проектный
центр ИТЭР», 123060
Москва, ул. Распле-
тина 11, Россия

Статья поступила в редакцию 1 июля 2024 г.

После доработки 8 августа 2024 г.

Принята к публикации 3 сентября 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024 т. 47, вып. 3, с. 129—138.