УДК 533.9

МОДЕЛЬ МНОГОПРОХОДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ВНЕШНЕГО ЭЦ-ИЗЛУЧЕНИЯ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА В ИТЭР

П.В. Минашин¹, А.Б. Кукушкин¹, Р.Р. Хайрутдинов^{1, 2}, В.Э. Лукаш¹

¹Институт физики токамаков НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, Троицк, Россия

Разработана модель многопроходного поглощения внешнего электронного циклотронного излучения (ЭЦИ) в токамаках, используемого для преодоления радиационного барьера (burn-through) на начальной стадии разряда. Модель основана на полуаналитическом решении задачи переноса ЭЦИ в случае многократного отражения излучения от стенок вакуумной камеры. Проведены оценки эффективности поглощения инжектируемого излучения для характерных значений электронной температуры и плотности на начальной стадии разряда в ИТЭР.

Ключевые слова: электронное циклотронное излучение, токамак, ИТЭР, многопроходное поглощение, начальная стадия разряда, запуск разряда с помощью ЭЦ-нагрева.

A MODEL OF MULTI-PASS ABSORPTION OF EXTERNAL EC RADIATION AT INITIAL STAGE OF DISCHARGE IN ITER

P.V. Minashin¹, A.B. Kukushkin¹, R.R. Khayrutdinov^{1, 2}, V.E. Lukash¹

¹Tokamak Physics Institute NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research, Troitsk, Russia

A model is developed for multi-pass absorption of external electron cyclotron radiation (ECR) in tokamaks, which is used at initial stage of discharge to support the impurity radiation barrier (burn-through). Model is based on a semi-analytical solution of the ECR transport problem in the case of multiple reflection of radiation from the wall of the vacuum chamber. We estimate the efficiency of absorption of injected radiation for typical values of the electron temperature and density at the initial stage of discharge in ITER.

Key words: electron cyclotron radiation, tokamak, ITER, multi-pass absorption, initial stage of discharge, ECH-assisted startup of discharge.

ВВЕДЕНИЕ

Из-за технологических особенностей токамака-реактора ИТЭР омический пробой рабочего газа в нём возможен только в узком диапазоне значений давления плазмы и дефектов полоидального магнитного поля. В связи с этим для надёжного создания плазмы — преодоления радиационного барьера (burn-through) — на начальной стадии в ИТЭР планируется использовать уже доказавший свою эффективность электронно-циклотронный (ЭЦ) резонансный нагрев [1—3].

Особенностью задачи моделирования начальной стадии разряда является, во-первых, то, что параметры плазмы на начальной стадии трудно предсказуемы, а для практических расчётов используют эмпирические базы данных для параметров плазмы сразу после электрического пробоя. Поэтому для практических оценок требуется проведение расчётов в довольно широком диапазоне значений температуры и плотности электронов. Во-вторых, методы расчёта ЭЦ-нагрева холодной разреженной плазмы недостаточно развиты. Существует область параметров (наиболее холодная и разреженная плазма из числа возможных после пробоя), где ЭЦ-излучение заведомо не поглощается за один проход, а после первого отражения не преобразуется в волну другого типа, поглощаемую целиком на втором проходе.

Моделирование начальной стадии разряда в ИТЭР с помощью нульмерного (0D) кода в [4] показало, что в широком диапазоне начальных условий при учёте примесей бериллия для преодоления радиационного барьера необходимо поглощение внешнего ЭЦ-излучения мощностью 3 МВт, для углеродных примесей даже 5 МВт поглощённой мощности ЭЦ-нагрева может оказаться недостаточно для достижения пробоя. Однако в [4] не проводились расчёты эффективности поглощения внешнего ЭЦ-нагрева.

Моделирование ЭЦ-нагрева проводилось с помощью кинетических кодов, решающих уравнения фоккер-планковского типа (например, код OGRAY [5], коды GENRAY [6] + CQL3D [7], уравнения лучевой оптики + фоккер-планковская кинетика), или применялись упрощённые модели [8, 9], при этом во всех расчётах используется однопроводная модель для поглощения ЭЦ-излучения, т.е. поглощения при единственном проходе. Многопроходная модель для максвелловской плазмы с пучком электронов с учётом де-

поляризации излучения при отражении от стенок предложена в [10], однако только в случае одномерного движения по единственному лучу по большому радиусу токамака. Для ИТЭР 1D-моделирование начальной стадии разряда в [11] с однопроходной моделью поглощения ЭЦ-излучения (расчёты были проведены кодом OGRAY) предсказывает, что эффективность поглощения внешнего ЭЦ-нагрева будет мала, поэтому предлагающейся мощности ЭЦ-нагрева может быть недостаточно для нагрева плазмы.

В указанной ситуации уместно начать исследование этой большой задачи моделирования начальной стадии разряда в ИТЭР с оценки возможной роли процессов, идущих после отражения инжектированной ЭЦ-волны от стенки вакуумной камеры. Одним из основных возможных процессов является многопроходное поглощение ЭЦ-волны с учётом частичного изменения поляризации ЭЦ-волны при отражении от стенки. В настоящей работе предложена модель для описания многопроходного поглощения инжектируемого ЭЦ-излучения на начальной стадии разряда в токамаках. В рамках этой модели проведены расчёты эффективности ЭЦ-нагрева для параметров плазмы на начальной стадии разряда в ИТЭР.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ЦИКЛОТРОННЫЙ НАГРЕВ В ИТЭР

В ИТЭР основными функциями ЭЦ-нагрева будут [1, 2]:

- осуществление пробоя рабочего газа на начальной стадии разряда и дополнительный нагрев на стадии подъёма тока плазмы;
- дополнительный нагрев для достижения улучшенного удержания с коэффициентом воспроизводства энергии $Q = 10$ (отношение энергии, выделенной в реакции, к энергии, затраченной для разогрева плазмы);
- стационарное поддержание тока плазмы;
- контроль МГД-неустойчивостей.

В ИТЭР задачи системы ЭЦ-нагрева могут быть выполнены для широкого диапазона операционных параметров при использовании фиксированной частоты гиротронов (170 ГГц) и запуска эллиптически поляризованной обыкновенной волны (О-мода) со стороны слабого магнитного поля. Основные параметры ИТЭР и схема ЭЦ-нагрева представлены на рис. 1.

Рис. 1. Электронный циклотронный нагрев в геометрии токамака-реактора ИТЭР: *a* — вид сверху, плоскость R, Y ; *b* — поперечное сечение токамака, плоскость R, Z . Направление распространения ЭЦ-излучения задаётся единичным вектором $\mathbf{s}(\Theta, \Phi)$, зависящим от угла $\Theta = \angle(\mathbf{e}_z, \mathbf{s})$ и тороидального угла инжекции $\Phi = \angle(\mathbf{e}_R, \mathbf{s})$. Основные параметры ИТЭР: большой радиус тора $R_0 = 6,2$ м, малый радиус тора (в экваториальной плоскости) $a = 2$ м, тороидальное магнитное поле на тороидальной оси $B(R_0) \equiv B_0 = 5,3$ Тл. Система ЭЦ-нагрева и поддержания тока [2]: частота гиротрона $\nu_{\text{inject}} = 170$ ГГц, О-мода, инжектируемая мощность ЭЦ-волн $P_{\text{inject}} = 24$ МВт, тороидальный угол инжекции $\Phi \geq 20^\circ$

На начальной стадии разряда из-за низкой температуры электронов поглощение О-моды мало. Поэтому для преодоления радиационного барьера обыкновенную волну запускают не под прямым углом к магнитному полю (в ИТЭР тороидальный угол инжекции $\Phi \geq 20^\circ$), что приводит к конверсии О-моды в

Х-моду (необыкновенная волна) при отражении обыкновенной волны от стенки вакуумной камеры [4]. Фундаментальная гармоника Х-моды сильно поглощается даже при нулевой электронной температуре, что делает её идеальной для использования в задаче преодоления радиационного барьера на начальной стадии [12]. Предполагается, 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 [4].

Существуют альтернативные сценарии ВЧ-нагрева на начальной стадии разряда. В этих сценариях используется нагрев с помощью электронных бернштейнских волн (EBW), которые не имеют отсечек по плотности и полностью поглощаются в зоне ЭЦ-резонанса. Бернштейнские волны — это электростатические волны, которые не могут существовать вне плазмы и поэтому не могут быть запущены антенной вне плазмы. Для получения этих волн используют конверсию Х-волны в электронную бернштейнскую волну в верхнем гибридном резонансе (схема ХВ — запуск Х-волны со стороны сильного магнитного поля и её преобразование в бернштейнскую волну и схема ОХВ — запуск О-волны, её преобразование при первом отражении от стенки полностью в Х-волну и далее преобразование Х-волны в бернштейнскую волну) [13].

МОДЕЛЬ ОДНОПРОХОДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЭЦ-ИЗЛУЧЕНИЯ

Расчёты ЭЦ-нагрева для создания плазмы в условиях токамака-реактора ИТЭР [11], проведённые с помощью моделирования кодом OGRAY [5] на платформе транспортного кода DINA [14] с использованием кода ZIMPUR [15] для расчёта радиационных потерь, показали, что предлагающейся мощности ЭЦ-нагрева в ИТЭР 24 МВт (170 ГГц, О-мода) будет недостаточно для преодоления радиационного барьера на начальной стадии разряда (этот результат был получен без учёта кинетического искажения функции распределения электронов мощной ЭЦ-волной, при его учёте поглощение в силу известного эффекта просветления плазмы будет ещё меньше). В [11] был получен скейлинг для эффективности поглощения мощности ЭЦ-нагрева на основе однопроходного поглощения (скейлинг для О- и Х2-волн для $T_e = 5\text{—}1000\text{ эВ}$, $n_e = 0,1\text{—}1 \cdot 10^{19}\text{ м}^{-3}$):

$$\gamma_{\text{ECH}}^{\text{OGRAY}} = \frac{P_{\text{inject}}}{P_{\text{absorp}}} = \frac{T_e [\text{эВ}] n_e [10^{19}\text{ м}^{-3}]}{400}. \quad (1)$$

Получим грубую оценку эффективности однопроходного поглощения мощности внешнего ЭЦ-излучения P_{inject} на начальной стадии разряда ИТЭР. В этом случае поглощённая мощность P_{absorp} рассчитывается по формуле

$$P_{\text{absorp}} = P_{\text{inject}} [1 - f_{\text{O}} \exp(-\tau_{\text{O}, \text{эф}}) - f_{\text{X}} \exp(-\tau_{\text{X}, \text{эф}})], \quad (2)$$

здесь $f_{\text{O}, \text{X}}$ — коэффициент, определяющий долю мощности, приходящейся на О- и Х-волны соответственно; $\tau_{\text{O}, \text{X}, \text{эф}}$ — эффективная оптическая толщина плазменного шнура для волны в поперечном направлении. Эффективную оптическую толщину для первой гармоники О-волны можно рассчитать по формуле [16] (см. табл. XII на стр. 1206)

$$\tau_{\text{O1}} = \pi^2 N_{\text{O}} \frac{L_{\text{B}}}{\lambda} \frac{T_e}{mc^2} \frac{n_e}{n_c} f_{\text{O1}}(\theta_k); \quad (3)$$

$$f_{\text{O1}}(\theta_k) = \frac{(1 + 2\cos^2\theta_k)^2 \sin^4\theta_k}{(1 + \cos^2\theta_k)^3};$$

$$L_{\text{B}} = B \left| \frac{ds}{dB} \right| \approx \frac{R_0}{\sin\Theta |\cos\Phi|}, \quad (4)$$

где N_{O} — реальная часть коэффициента преломления О-волны; $\lambda = 2\pi c/\omega$; $\omega = 2\pi\nu$ — частота волны; n_c — плотность, для которой наступает отсечка волны для заданной частоты волны ω ; $\theta_k = \angle(\mathbf{k}, \mathbf{B})$ — угол между волновым вектором $\mathbf{k}$ и магнитным полем $\mathbf{B}$. Связь угла θ_k с углами распространения ЭЦ-волны $s(\Theta, \Phi)$ даётся формулой

$$\cos\theta_k \approx \sin\Theta \sin\Phi. \quad (5)$$

Эффективная оптическая толщина для первой гармоники Х-волны рассчитывается по формуле

$$\tau_{X1} = \pi^2 N_X^5 \frac{L_B}{\lambda} \frac{T_e}{mc^2} \left(1 + \frac{n_e}{n_c}\right)^2 \frac{n_c}{n_e} f_{X1}(\theta_k);$$

$$f_{X1}(\theta_k) = \cos^2 \theta_k,$$
(6)

где N_X — реальная часть коэффициента преломления Х-волны.

Формулы для отсечек по плотности для обыкновенной и необыкновенной волн даны в табл. XIV в [16].

Сравним скейлинг (1) с расчётом по грубой формуле (2), (3). Скейлинг (1) получен для квазиперпендикулярного распространения ЭЦ-волны ($\Theta = 90^\circ$, $\Phi \approx 0^\circ$), т.е. для углов, удовлетворяющих условию

$$\sin^4 \theta_k \approx 4 \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^2 \cos^2 \theta_k.$$
(7)

В этом приближении в формуле (3) имеем

$$f_{O1}(\theta_k) \approx \sin^3 \theta_k \approx 1,$$
(8)

формула (3) с учётом (7) для $f_O = 1$, $f_X = 0$ в вакуумном приближении ($N = 1$) переписывается в виде

$$\tau_{O1} \approx \frac{1}{20} R_0 [\text{м}] \frac{T_e [\text{эВ}] n_e [10^{19} \text{ м}^{-3}]}{v [\text{ГГц}]}.$$
(9)

Для ИТЭР ($R_0 = 6,2 \text{ м}$, $v = 170 \text{ ГГц}$) по формуле (9) получаем

$$\tau_{O1} \approx 1,82 \cdot 10^{-3} T_e [\text{эВ}] n_e [10^{19} \text{ м}^{-3}].$$
(10)

Так как характерные значения электронной температуры и плотности лежат в диапазонах $1 \text{ эВ} < T_e < 100 \text{ эВ}$ и $0,1 < n_e < 0,4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ соответственно, то в (2) можно разложить экспоненту в ряд Тейлора по малому аргументу τ_{O1} . В результате получаем приближённую формулу для эффективности ЭЦ-нагрева

$$\gamma_{\text{ECH}}^{\text{Single}} \approx \frac{T_e [\text{эВ}] n_e [10^{19} \text{ м}^{-3}]}{550}.$$
(11)

Сравнение скейлингов для эффективности однопроходного поглощения ЭЦ-нагрева в ИТЭР дано на рис. 2 и 3. Формула (11) занижает эффективность поглощения ЭЦ-нагрева на ~30% по сравнению со скейлингом (1). Полученная грубая оценка (11) показывает важность использования в [11] кода OGRAY для расчёта однопроходного поглощения ЭЦ-нагрева.

Рис. 2. Сравнение линий уровня эффективности поглощения ЭЦ-нагрева в ИТЭР в модели однопроходного поглощения как функции электронной температуры и плотности. Кривые построены в логарифмической шкале по оси абсцисс: — — скейлинг (1) из [11] на основе моделирования кодом OGRAY [5]; - - - - скейлинг (11) (квазиперпендикулярное распространение ЭЦ-волны, вакуумное приближение, максвелловская функция распределения)

Рис. 3. Сравнение скейлингов эффективности поглощения ЭЦ-нагрева в ИТЭР в модели однопроходного поглощения в зависимости от произведения температуры и плотности электронов плазмы: — — скейлинг (1) из [11] на основе моделирования кодом OGRAY [5]; - - - - скейлинг (11)

Рис. 4. Эффективность поглощения ЭЦ-нагрева для условий ИТЭР, рассчитанная в модели однопроходного поглощения по формулам (2), (3) для тороидальных углов инжекции Φ : 0° (—), 10° (---), 20° (-.-), 30° (....). Сканирование по углу Φ проведено для $n_e = 0,2 \cdot 10^{19} \text{ М}^{-3}$

Расчёты эффективности ЭЦ-нагрева по формулам (2), (3) для различных углов Φ даны на рис. 4.

МОДЕЛЬ МНОГОПРОХОДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЭЦ-ИЗЛУЧЕНИЯ

Если на одном проходе поглощается мало ЭЦ-излучения и после первого отражения не происходит преобразования ЭЦ-волны в другие типы волн, то происходит многократное отражение излучения от стенок вакуумной камеры и применима модель однородного изотропного размешивания инжектированного излучения (с полной мощностью Q_{inject}), в данном случае — по всему объёму вакуумной камеры аналогично моделям [17, 18] для собственного ЭЦ-излучения горячей плазмы в наиболее существенной для энергобаланса области ЭЦ-частот. Тогда для интенсивности ЭЦ-излучения (без смешивания мод) получаем

$$J(\omega, \zeta) = \frac{Q_{\text{inject}} \delta(\omega - \omega_{\text{inject}})}{\int_{\cap} d\Omega_k \int_{S_w} (\mathbf{n} d\mathbf{S})(1 - R_w) + \int d\mathbf{r} \int d\Omega_k \kappa(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \omega, \zeta)}, \quad (12)$$

где ω — частота ЭМ-волны; $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$ — направление распространения; $\mathbf{k}$ — волновой вектор; ζ — тип волны (поляризация) ($\zeta = X$ — необыкновенная волна, $\zeta = O$ — обыкновенная волна); κ — коэффициент поглощения волны средой (обратная длина свободного пробега для данных параметров волны), при расчёте которого учитывается также и индуцированное испускание; S_w — внутренняя поверхность стенки вакуумной камеры; R_w — коэффициент отражения волны от стенки вакуумной камеры, который в общем случае является функцией частоты и направления волны.

Для плотности мощности поглощения данной моды получаем следующее выражение:

$$P_{\text{absorp}}(\zeta) = \int d\omega \int d\mathbf{r} \int d\Omega_k J(\omega, \zeta) \kappa(\mathbf{r}, \omega, \mathbf{n}, \zeta) = \frac{Q_{\text{inject}}}{\frac{\int d\Omega_k \int \mathbf{n} d\mathbf{S}_w (1 - R_w(\omega_{\text{inject}}, \mathbf{n}))}{\int d\mathbf{r} \int d\Omega_k \kappa(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \omega_{\text{inject}}, \zeta)} + 1}. \quad (13)$$

Отметим, что модель однородного изотропного размешивания излучения применяется в кодах CYTRAN [17] и CYNEQ [18—21] для расчёта переноса собственного ЭЦ-излучения высокотемпературной плазмы в токамаке-реакторе. Сравнение кодов для расчёта потерь на собственное ЭЦ-излучение [22], а также расчёты переноса ЭЦ-излучения кодом RAYTEC [23] (численное интегрирование вдоль лучевых траекторий ЭЦ-излучения) показывают, что модель изотропного размешивания ЭЦ-излучения с хорошей точностью применима для условий токамака-реактора, а именно сильного отражения излучения от стенок вакуумной камеры и некруглого сечения тора.

Для того чтобы одновременно учитывать эффекты поглощения на первом проходе (см. формулу (2)) и многопроходное поглощение, можно обобщить формулу (13), стартовав суммирование по многим проходам со второго прохода и учитывая смешивание мод при отражении:

$$P_{\text{absorp}} = Q_{\text{inject}} \left\{ 1 - M \exp(-\tau_{\text{OI}}^{(\text{kin})}(Q_{\text{inject}})) \right\}, \quad (14)$$

$$M = (1 - R_{\text{OO}} - R_{\text{OX}}) \left(1 + \frac{\pi S_{\text{tot}} R_{\text{OO}}}{\int d\mathbf{r} \int d\Omega_k \kappa(r, \mathbf{n}, \omega_{\text{inject}}, \zeta = O) + \pi S_{\text{tot}} (1 - R_{\text{OO}})} \right), \quad (15)$$

где $\tau_{\zeta}^{(\text{kin})}$ является оптической длиной пути при первом проходе инжектированной в плазму волны и рассчитывается с учётом решения кинетического уравнения для заданной интенсивности инжектируемого излучения, что позволит учесть также и степень оптического «просветления» плазмы в поле сильной

ЭМ-волны; R_{00} — коэффициент отражения обыкновенной волны от стенки вакуумной камеры; $R_{0X} (\leq 1)$ — доля О-волны, которая меняет поляризацию при отражении от стенки. При этом в (14), (15) предположено, что при каждом отражении от стенки доля интенсивности О-волны, описываемая коэффициентом R_{0X} , переходит в Х-волну, а последняя полностью поглощается на одном проходе (Х-волна сильно поглощается даже при малых значениях электронной температуры [12], на верхнем гибридном резонансе Х-волна преобразуется в электростатическую бернштейнговскую волну, которая полностью поглощается в плазме на короткой длине пути [13]). Таким образом, коэффициент M учитывает многопроходное поглощение О-волны (с учётом её потери при каждом отражении) и предполагает полное однопроходное поглощение отражённой Х-волны после каждого отражения О-волны.

Из формул (1), (2) для $f_0 = 1$, $f_X = 0$ получаем формулу для характерной оптической толщины для фундаментальной гармоники О-волны

$$\tau_{01}^{(kin)}(n_e, T_e) = -\ln \left(1 - \frac{T_e [\text{эВ}] n_e [10^{19} \text{ м}^{-3}]}{400} \right). \quad (16)$$

Формула (14) для многопроходного поглощения инжектированного ЭЦ-излучения отличается от формулы (2) (для $f_X = 0$) видом коэффициента f_0 :

$$f_0 = \begin{cases} 1, & \text{однопроходное поглощение,} \\ M, & \text{многопроходное поглощение.} \end{cases} \quad (17)$$

Формула для эффективности поглощения мощности внешнего ЭЦ-излучения в модели многопроходного поглощения получается из формул (14)—(16)

$$\gamma_{ECH}^{Multi} = 1 - M(1 - \gamma_{ECH}^{Single}), \quad (18)$$

где γ_{ECH}^{Single} — эффективность поглощения мощности внешнего ЭЦ-излучения О1-волны при однопроходном поглощении, рассчитываемая по формуле (1); коэффициент M рассчитывается по формуле (15). Формула (15) не учитывает конверсию обыкновенной волны в необыкновенную при $\omega = \omega_p$ (ω_p — плазменная частота) вблизи некоторого критического угла θ_k между направлением распространения О-волны и магнитным полем [16, 24, 25]. На начальной стадии разряда в ИТЭР для $n_e = 0,1$ — $1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ частота первой гармоники инжектируемой О-волны больше плазменной частоты ω_p , поэтому условие для конверсии мод не выполняется.

На начальной стадии плазменный шнур, по предсказаниям [11] на основе кода DINA, в поперечном сечении является круглым и близок к стенке только в экваториальной плоскости. Интегрирование по объёму в формуле (15) по всей области, которую занимает плазма, даёт

$$\int d\mathbf{r} F(R) \approx L_z \int dR 2\pi R F(R), \quad (19)$$

где L_z — размер области, которую занимает плазма вдоль оси Z . В моделировании [11] на основе кода DINA $L_z \approx 3,6 \text{ м}$, $L_x \approx 3 \text{ м}$ (см. рис. 1, б). Сравнение моделей однопроходного и многопроходного поглощения ЭЦ-нагрева показано на рис. 5—9.

Рассмотрим далее частный случай, когда поглощение ЭЦ-волны в модели многопроходного погло-

Рис. 5. Сравнение линий уровня эффективности поглощения ЭЦ-нагрева как функции плотности и температуры электронов в модели однопроходного поглощения излучения γ_{ECH}^{Single} и в модели многопроходного поглощения γ_{ECH}^{Multi} . Кривые построены в логарифмической шкале по оси абсцисс: — — скейлинг (1) из [11] для γ_{ECH}^{Single} на основе моделирования кодом OGRAY [5] для холодной плазмы и максвелловской функции распределения электронов по скоростям; — — — расчёт γ_{ECH}^{Multi} по формулам (15), (18), коэффициент поглощения для обыкновенной волны на первой гармонике рассчитывался по формулам из табл. XI в [16]. В модели многопроходного поглощения выбраны следующие параметры: $R_{00} = 0,6$, $R_{0X} = 0,05$. Минимальное значение для γ_{ECH}^{Multi} рассчитывается по формуле (21)

Рис. 6. Линии уровня эффективности поглощения ЭЦ-нагрева как функции плотности и температуры электронов в модели многопроходного поглощения γ_{ECH}^{Multi} , расчёт по формулам (15), (18) для $R_{OO} = 0,6$, $R_{OX} = 0,1$. Коэффициент поглощения для обыкновенной волны на первой гармонике рассчитывался по формулам из табл. XI в [16]

Рис. 7. То же, что и на рис. 6, но для параметров $R_{OO} = 0,8$, $R_{OX} = 0,03$

Рис. 8. То же, что и на рис. 6, но для параметров $R_{OO} = 0,7$, $R_{OX} = 0,05$

Рис. 9. Сравнение эффективности поглощения ЭЦ-нагрева в ИТЭР в модели однопроходного γ_{ECH}^{Single} и многопроходного γ_{ECH}^{Multi} поглощения: — — скейлинг (1) из [11] для γ_{ECH}^{Single} на основе моделирования кодом OGRAY [5]; - - - расчёты по формуле (18) для различных значений коэффициента $R_{OX} = 0,15$ (1), 0,1 (2), 0,05 (3), 0 (4), определяющего долю О-волны, которая переходит в Х-волну и поглощается плазмой на одном проходе. Расчёты проведены для $n_e = 0,1 \cdot 10^{19} \text{ M}^{-3}$, $R_{OO} = 0,6$

щения происходит только из-за однопроходного поглощения Х-волны. Этому случаю отвечает малый коэффициент поглощения О-волны в формуле (15)

$$M \approx \frac{1 - R_{OO} - R_{OX}}{1 - R_{OO}}. \quad (20)$$

Если при отражении от стенки не происходит смешивание мод, то $R_{OX} = 0$ и $M = 1$. В случае слабого

поглощения О-волны при первом проходе $\gamma_{\text{ECH}}^{\text{Single}} \approx 0$, для эффективности поглощения ЭЦ-волны в модели многопроходного поглощения получаем формулу (рис. 10)

$$\gamma_{\text{ECH}}^{\text{Multi}} \approx 1 - M = \frac{R_{\text{OX}}}{1 - R_{\text{OO}}} \quad (21)$$

ВЫВОДЫ

В настоящей работе предложено обобщение модели однопроходного поглощения внешнего ЭЦ-излучения на случай учёта многопроходного поглощения для преодоления радиационного барьера (burn-through) на начальной стадии разряда в токамаках. Новая модель использует полуаналитический подход кода CYNEQ [18—21] для учёта следующих процессов: многократного отражения излучения инжектируемой обыкновенной волны от стенок вакуумной камеры, её конверсии в необыкновенную волну при отражении от стенки и полного поглощения на одном проходе возникшей при отражении необыкновенной волны. В рамках этой модели проведены расчёты эффективности поглощения инжектируемого излучения для характерных значений температуры и плотности на начальной стадии разряда в ИТЭР: $1 \text{ эВ} < T_e < 1 \text{ кэВ}$ и $10^{17} \text{ м}^{-3} < n_e < 10^{19} \text{ м}^{-3}$. В частности, показано, что в модели многопроходного поглощения его эффективность (поглощённая доля инжектируемой мощности ЭЦ-нагрева) для $T_e \sim 100 \text{ эВ}$ и $n_e \sim 10^{18} \text{ м}^{-3}$ равна 25% для коэффициента отражения О-волны от стенки вакуумной камеры $R_{\text{OO}} = 0,6$ и коэффициента $R_{\text{OX}} = 0,15$, определяющего долю О-волны, которая преобразуется в Х-волну при отражении волны от стенки вакуумной камеры. Проведённое рассмотрение является параметрическим анализом задачи, показывающим, что требуется дальнейшее уточнение влияния эффектов, связанных с многопроходным поглощением внешнего ЭЦ-нагрева в ИТЭР, на моделирование начальной стадии разряда и определение оптимальных параметров ЭЦ-нагрева для преодоления радиационного барьера в ИТЭР. Так, например, проведённые в работе расчёты эффективности многопроходного поглощения ЭЦ-нагрева представляют оценку наилучшего сценария, когда вся мощность необыкновенной волны поглощается плазмой на одном проходе. Предложенную модель можно модифицировать на случай, когда не вся мощность необыкновенной волны будет полностью поглощаться на одном проходе, при этом эффект трансформации необыкновенной волны в бернштейновскую нужно исследовать отдельно.

Для оценки надёжности расчётов для начальной стадии разряда в ИТЭР было бы желательно сравнить соответствующие численные коды аналогично сравнению кодов для расчёта ЭЦ-нагрева и ЭЦ-поддержания тока в горячей плазме на стационарной стадии разряда в ИТЭР [26].

Авторы благодарны А.В. Тимофееву и А.В. Звонкову за полезные замечания, А.Ю. Куянову — за предоставленную возможность использования кода OGRAY в составе программного комплекса DINA.

Работа поддержана Госкорпорацией «Росатом».

REFERENCES

1. **ITER Physics Expert Group on Energetic Particles, Heating and Current Drive, ITER Physics Basis Editors.** — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, p. 2495.

Рис. 10. Эффективность поглощения ЭЦ-нагрева в ИТЭР в модели многопроходного поглощения для случая слабого поглощения О-волны (формула (21)) как функция коэффициента R_{OX} , определяющего долю О-волны, которая преобразуется в Х-волну при отражении волны от стенки вакуумной камеры. Расчёты проведены для различных значений коэффициента отражения излучения от стенки вакуумной камеры $R_{\text{OO}} = 0,8$ (1), $0,7$ (2), $0,6$ (3)

2. **Omori T., Henderson M.A., Albajar F., Alberti S. et al.** — Fusion Engineering and Design, 2011, vol. 86, p. 951.
3. **Stober J., Jackson G.L., Ascasibar E., Bae Y.S. et al.** — Nuclear Fusion, 2011, vol. 51, p. 083031.
4. **Lloyd B., Carolan P.G., Warrick C.D.** — Plasma Physics and Controlled Fusion, 1996, vol. 38, p. 1627.
5. **Zvonkov A.V., Kuyanov A.Yu., Skovoroda A.A., Timofeev A.V.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1998, vol. 24, p. 424 (in Russian).
6. **Smirnov A.P., Harvey R.W., Kupfer K.** — Bulletin of the American Physical Society, 1994, vol. 39, p. 1626.
7. **Harvey R.W., McCoy M.G.** — In: Proc. of the IAEA Technical Committee Meeting on Advances in Simulation and Modeling of Thermonuclear Plasmas. Montreal, Canada, 1992.
8. **Bae Y.S., England A.C.** — J. of the Korean Physical Society, 2007, vol. 51, p. 1313.
9. **Hada K.** — In: Proc. of the Japan—Korea Workshop on Physics and Technology of Heating and Current Drive. Busan, Korea, 2013.
10. **Kuznetsova L.K., Lazarev V.B., Chuyanov V.A.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 1988, vol. 14, p. 1166 (in Russian).
11. **Khayrutdinov R.R., Kuyanov A.Y., Lukash V.E., Zvonkov A.V.** — In: Proc. of the 38th EPS Conf. on Plasma Physics. Strasbourg, France, 2011.
12. **Prater R.** — Physics of Plasmas, 2004, vol. 11, p. 2349.
13. **Laqua H.P.** — Plasma Physics and Controlled Fusion, 2007, vol. 49, p. R1.
14. **Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.** — J. of Computational Physics, 1993, vol. 109, p. 193.
15. **Leonov V.M., Zhogolev V.E.** — Plasma Physics and Controlled Fusion, 2005, vol. 47, p. 903.
16. **Bornatici M., Cano R., De Barbieri O., Engelmann F.** — Nuclear Fusion, 1983, vol. 23, p. 1153.
17. **Tamor S.** — Report Science Applications, Inc., SAI-023-81-189LJ/LAPS-72, 1981.
18. **Kukushkin A.B.** — Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh), 1992, vol. 56, p. 503 (in Russian).
19. **Kukushkin A.B., Minashin P.V.** — In: Proc. of the 36th EPS Conf. on Plasma Physics. Sofia, Bulgaria, 2009.
20. **Kukushkin A.B., Minashin P.V., Polevoi A.R.** — In: Proc. of the 23rd IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon, South Korea, 2010.
21. **Kukushkin A.B., Minashin P.V., Polevoy A.R.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2012, vol. 38, p. 211 (in Russian).
22. **Albajar F., Bornatici M., Engelmann F., Kukushkin A.B.** — Fusion Science and Technology, 2009, vol. 55, p. 76.
23. **Albajar F., Bornatici M., Engelmann F.** — Nuclear Fusion, 2009, vol. 49, p. 115017.
24. **Ginzburg V.L.** — Propagation of electromagnetic waves in plasma. — M.: Main editorial office of physico-mathematical literature of publishing house «Nauka (Science)», 1967 (in Russian).
25. **Mjølhus E.** — J. of Plasma Physics, 1984, vol. 31, p. 7.
26. **Prater R., Farina D., Gribov Y., Harvey R.W. et al.** — Nuclear Fusion, 2008, vol. 48, p. 035006.

AUTHORS

Minashin P.V. Tokamak Physics Institute NRC «Kurchatov Institute», pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia

Kukushkin A.B. Tokamak Physics Institute NRC «Kurchatov Institute», pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Kukushkin_AB@nrcki.ru

Khayrutdinov R.R. Tokamak Physics Institute NRC «Kurchatov Institute», pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; khayrutd@mail.ru

Lukash V.E. Tokamak Physics Institute NRC «Kurchatov Institute», pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Lukash_VE@nrcki.ru

Received 14 August 2013
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Termoyadernyi sintez, 2013, vol. 36, issue 4, pp.76—84