

УДК 533.916

СПЕКТРАЛЬНАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВЫХОДЯЩЕГО ИЗ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА-РЕАКТОРА НА ПЕРВУЮ СТЕНКУ

П.В. Минашин¹, А.Б. Кукушкин^{1, 2}

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Электронное циклотронное (ЭЦ) излучение в токамаках-реакторах из-за высоких электронных температур и сильного магнитного поля, как ожидается, будет играть значительную роль в локальном электронном энергобалансе плазмы, а также будет являться источником тепловых и электромагнитных воздействий на внутрикамерные компоненты и диагностики. Это особенно важно для диагностик, использующих миллиметровые волны, — рефлектометрии со стороны сильного и слабого магнитного поля, рефлектометрии положения плазмы, а также коллективного томсоновского рассеяния, так как линии передач этих диагностик позволяют транспортировку выходящих из плазмы ЭЦ-волн и даже проведение дополнительных измерений их спектра. В статье представлен алгоритм расчёта спектральной интенсивности ЭЦ-излучения, выходящего из плазмы на первую стенку, для типичных условий токамака-реактора. Для иллюстрации алгоритма приведены расчёты для типичных сценариев работы токамаков ИТЭР и ДЕМО. Кратко обсуждается возможное влияние этого излучения на внутрикамерные компоненты и диагностики токамака-реактора.

Ключевые слова: электронное циклотронное излучение, спектр, токамак-реактор, поток энергии на первую стенку.

SPECTRAL INTENSITY OF ELECTRON CYCLOTRON RADIATION EMERGING FROM THE PLASMA TO THE FIRST WALL IN TOKAMAK-REACTORS

P.V. Minashin¹, A.B. Kukushkin^{1, 2}

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

Electron cyclotron radiation (ECR) in tokamak-reactors, due to high electron temperature and high magnetic field, is expected to play a significant important role in the local electron energy balance and will also be a source of thermal and electromagnetic loads on the in-vessel components and diagnostics. This is especially important for diagnostics using millimeter waves, namely the reflectometry from the sides of the strong and weak magnetic field, reflectometry of the plasma position, as well as collective Thomson scattering, since the transmission lines of these diagnostics allow the transport of EC waves emerging from the plasma and even additional measurements of their spectrum. The paper presents an algorithm for calculating the spectral intensity of EC radiation emerging from the plasma to the first wall for typical conditions of a tokamak-reactor. To illustrate the algorithm, the calculations for typical scenarios of ITER and DEMO tokamaks are presented. The possible effect of this radiation on the in-vessel components and diagnostics of the tokamak-reactor is briefly discussed.

Key words: electron cyclotron radiation, spectrum, tokamak-reactor, energy flux on the first wall.

DOI: 10.21517/0202-3822-2019-42-4-14-20

ВВЕДЕНИЕ

Собственное электронное циклотронное (ЭЦ) излучение плазмы в токамаках-реакторах следующих поколений (ИТЭР и ДЕМО) из-за высоких электронных температур и сильного магнитного поля, как ожидается, будет играть значительную роль в локальном электронном энергобалансе плазмы [1, 2], а также будет являться источником тепловых и электромагнитных воздействий на внутрикамерные компоненты и диагностики [3, 4]. При температуре электронов в центре плазмы ~30 кэВ локальная мощность электронных циклотронных потерь составляет ~30% от нагрева альфа-частицами и почти сравнивается с мощностью дополнительного нагрева плазмы с помощью инжекции пучка нейтралов [2]. При увеличении температуры электронов в центре плазмы до значений больше 35 кэВ потери на ЭЦ-излучение могут замедлить нарастание температуры в центре плазмы, вызываемое термоядерным энерговыделением [5]. Оценка в работе [3] для сценария ИТЭР [6] с током плазмы, равным 15 МА, показывает, что полная (интегральная по частотам) мощность ЭЦ-излучения, падающего на первую стенку в

ИТЭР, будет равна 36 кВт/м^2 для коэффициента отражения ЭЦ-излучения от стенки вакуумной камеры $R_w = 0,6$ и 110 кВт/м^2 для $R_w = 0,95$. Эти значения в несколько раз больше значений мощности, приходящейся на единицу площади первой стенки, для рассеянного излучения от систем резонансного ЭЦ-нагрева и поддержания тока.

Для собственного ЭЦ-излучения плазмы (в отличие от рассеянного внешнего ЭЦ-излучения) необходимо дополнительно исследовать его спектральную зависимость. Это особенно важно для диагностик, использующих миллиметровые волны, — рефлектометрии со стороны сильного и слабого магнитного поля, рефлектометрии положения плазмы, а также коллективного томсоновского рассеяния, так как линии передач этих диагностик позволяют транспортировку выходящих из плазмы ЭЦ-волн и даже проведение дополнительных измерений их спектра [7]. Внутрикамерные волноводы для рефлектометрии со стороны сильного магнитного поля планируется использовать как волноводы для наблюдения излучения необыкновенной ЭЦ-волны в диапазоне частот $10\text{—}98 \text{ ГГц}$ и излучения обыкновенной ЭЦ-волны в диапазоне частот $15\text{—}155 \text{ ГГц}$. Несмотря на то, что рабочие диапазоны частот для этой диагностики существенно ниже циклотронной частоты и ее гармоник в ИТЭР ($>170 \text{ ГГц}$), антенны и волноводный тракт могут принимать весь спектр излучения на частотах выше 10 ГГц . При этом поглощение и выделение тепла в окнах и остаточная мощность на приёмных миксерах определяются как исходной мощностью ЭЦ-излучения из плазмы, так и омическими потерями в волноводе, сильно растущими с ростом частоты.

В работе представлен алгоритм расчёта спектральной интенсивности ЭЦ-излучения, выходящего из плазмы на первую стенку, для типичных условий токамака-реактора. Он основан на применении кода CYNEQ [8, 9] для расчёта спектральной интенсивности ЭЦ-излучения в диапазоне частот немалых гармоник ЭЦ-частоты ($n \geq 3$) и использовании модели сильно запертого чернотельного излучения для малых гармоник ЭЦ-частоты ($n = 1$ и $n = 2$). Для иллюстрации алгоритма приведены расчёты для различных сценариев работы токамаков-реакторов ИТЭР и ДЕМО. Кратко обсуждается возможное влияние этого излучения на внутрикамерные компоненты и диагностики токамака-реактора.

АЛГОРИТМ РАСЧЁТА СПЕКТРАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЦ-ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ-РЕАКТОРАХ

Основной вклад в мощность ЭЦ-излучения, выходящего из плазмы на первую стенку токамака-реактора, вносит излучение на немалых гармониках ЭЦ-частоты [1, 8, 10—14]. Поэтому алгоритм расчёта спектральной интенсивности собственного ЭЦ-излучения плазмы должен основываться прежде всего на рассмотрении диапазона частот, отвечающих немалым гармоникам фундаментальной ЭЦ-частоты в центре плазменного шнура (в токамаках-реакторах это относится к диапазону частот, отвечающему ЭЦ-гармоникам фундаментальной частоты, определённой относительно магнитного поля на тороидальной оси вакуумной камеры, с номерами гармоник $n \geq 3$).

Существует несколько численных кодов для решения задачи переноса собственного ЭЦ-излучения плазмы в указанном диапазоне немалых частот в токамаках-реакторах, в которых реализованы различные подходы для решения задачи переноса с учётом геометрии плазмы и характера (диффузного или зеркального) отражения излучения от стенки вакуумной камеры. Впервые бенчмаркинг кодов для расчёта плотности мощности потерь на ЭЦ-излучение — распределения мощности потерь по магнитным поверхностям $P_{\text{EC}}(\rho)$ (ρ — квадратный корень из нормированного тороидального магнитного потока через полоидальное сечение магнитной поверхности) был проведён в работе [15] для кодов CYTRAN [16], CYNEQ [8, 9], EXASTEC [17]. Сравнение кодов проводилось для широкого диапазона профилей температуры $T_e(\rho)$ и плотности $n_e(\rho)$, ожидаемых в токамаках-реакторах, и только для однородного профиля магнитного поля $B(\rho) = \text{const}$. Это предположение, впрочем, является весьма реалистичным, поскольку решение задачи переноса в рассматриваемом диапазоне частот фактически определяется профилем магнитного поля, усреднённого по магнитным поверхностям, а этот профиль оказывается почти однородным. Результаты указанных кодов также сравнивались с имеющимися результатами наиболее точного, но уже тогда не используемого численного кода SNECTR [13], основанного на моделировании методом

Монте-Карло процессов испускания и поглощения ЭЦ-волн в осесимметричной тороидальной плазме. Бенчмаркинг показал хорошее совпадение результатов для двух задач: зеркальное отражение в круглом цилиндре (SNECTR, EXACTEC) и диффузное отражение в любой геометрии или любое отражение в некруглом тороиде (SNECTR, CYTRAN, CYNEQ).

Дальнейшее развитие методов решения задачи переноса ЭЦ-излучения в токамаке-реакторе достигнуто в коде RAYTEC [18], в котором проводится интегрирование вдоль траекторий ЭЦ-волн в тороиде вместо аналитического решения задачи в круглом цилиндре с зеркальным отражением от стенок, как это было сделано в коде EXACTEC. Для больших значений удлинения $k_{\text{elong}} = 1,7\text{—}2,0$ и значений аспектного отношения $A \sim 3$, предполагаемых в ИТЭР и ДЕМО, максимальные значения локальной плотности мощности потерь на ЭЦ-излучение $P_{\text{EC}}(\rho)$ в центре плазмы, а также мощность полных потерь в расчётах CYNEQ и RAYTEC совпадают, как показано в [19], с точностью 15%. По результатам сравнения кодов CYNEQ, RAYTEC, EXACTEC, CYTRAN в [19] был сделан вывод, что по критериям точности и скорости расчёта мощности потерь на ЭЦ-излучение код CYNEQ является наиболее подходящим для использования в самосогласованном (т.е. по современной терминологии — интегрированном) моделировании плазмы в токамаках-реакторах. В предсказательном моделировании всего сценария используется моделирование полуторной размерности $1,5D$, что соответствует одномерной модели переноса по магнитным поверхностям и учёту двумерных эффектов, таких как, например, вытянутость и треугольность плазменного шнура в полоидальном сечении, при описании силового равновесия [2].

Код CYNEQ [8, 9] полуаналитически решает задачу переноса энергии ЭЦ-излучением в следующих условиях токамака-реактора: высокотемпературная плазма со средней по объёму температурой электронов $\langle T_e \rangle_v \geq 10$ кэВ, некруглое полоидальное сечение тора, значения аспектного отношения в диапазоне значений $A \geq 3$, многократное отражение излучения от стенок вакуумной камеры. В этих условиях перенос ЭЦ-излучения оказывается нелокальным (недиффузионным), т.е. большая часть энергии ЭЦ-излучения переносится электромагнитными волнами, для которых плазма оптически прозрачна, а непрозрачной, т.е. ощутимо поглощающей излучение, она становится только на траектории ЭЦ-волны с учётом нескольких или даже многих отражений от стенки вакуумной камеры. В коде CYNEQ используется предположение об угловой изотропии интенсивности ЭЦ-излучения, подсказанное расчётами кодом SNECTR [13]. В оптически прозрачной области интенсивность выходящего ЭЦ-излучения I является функцией только частоты и типа волны и зависит от усреднённых по углам коэффициентов поглощения и испускания ЭЦ-волн:

$$I(\omega, \zeta) = \frac{\int d\Omega_n \int dV q(\phi, \mathbf{r})}{\int d\Omega_n \int_{(\mathbf{n}d\mathbf{S}) > 0} (\mathbf{n}d\mathbf{S})(1 - R_w(\phi, \mathbf{r})) + \int d\Omega_n \int dV \kappa(\phi, \mathbf{r})}, \quad (1)$$

где $\phi = \{\nu, \mathbf{n}, \zeta\}$ — параметры электромагнитной волны; ν — частота; \mathbf{n} — направление распространения волны; ζ — тип волны (поляризация) (O — обыкновенная волна, X — необыкновенная волна); q и κ — коэффициент испускания и поглощения волн соответственно; R_w — коэффициент отражения волны от стенки вакуумной камеры. Коэффициенты поглощения и испускания рассчитываются по формулам Трубникова [10, 11, 20].

При решении задачи переноса ЭЦ-излучения фазовое пространство $\Gamma = \{\mathbf{r}, \nu, \zeta\}$ разделяется на области по типу переноса излучения. Первая область — это оптически прозрачный внешний слой плазмы, определяемый условием

$$\int_{\rho}^1 a \kappa(\rho, \nu, \zeta) d\rho \leq \tau_{\text{crit}} \approx 1, \quad (2)$$

где ρ — безразмерный малый радиус, равный квадратному корню из нормированного тороидального магнитного потока через полоидальное сечение магнитной поверхности (он равен единице на последней замкнутой магнитной поверхности в аксиально-симметричной тороидальной плазме); a — эффективный малый радиус плазменного шнура в его полоидальном сечении. В этой области интенсивность выходящего ЭЦ-излучения рассчитывается по формуле (1). Для стационарного режима работы ИТЭР [21] этой области соответствует

вклад гармоник ЭЦ-частоты $n \geq 3$ (рис. 1). Вторая область — это оптически плотная внутренняя часть плазмы, где доминирует диффузионный перенос.

Для излучения в диапазоне частот на ЭЦ-гармониках $n = 1$ и $n = 2$ плазма является оптически плотной и локальная интенсивность выходящего излучения на хордах наблюдения, пересекающих плазменный шнур по немалой длине, близка к чернотельной с температурой, равной температуре электронов в точке резонанса на хорде наблюдения. Поэтому на хордах наблюдения, не сильно отклоняющихся от нормали к магнитному полю, т.е. когда можно пренебречь вкладом доплеровского уширения от движения вдоль магнитных силовых линий, спектральную интенсивность выходящего ЭЦ-излучения можно (в разумном приближении) однозначно связать с пространственным профилем электронной температуры T_e вдоль хорды наблюдения. Именно эта модель широко используется для измерения температуры электронов по спектру ЭЦ-излучения, как правило, на хордах наблюдения по нормали к тороидальному магнитному полю. Поэтому для оценки интенсивности выходящего из плазмы ЭЦ-излучения в этом спектральном диапазоне при заданном пространственном профиле T_e можно считать, что радиационная температура ЭЦ-излучения, однозначно определяющая спектральную интенсивность излучения, равна температуре электронов в области ЭЦ-резонанса для взаимодействия волна—частица [22]:

$$T_{\text{rad}}(\nu) = T_e(r(\nu)), \quad \nu = n\nu_{\text{res}}(r) \equiv n \frac{eB(r)}{2\pi m_e}, \quad (3)$$

где ν_{res} — частота ЭЦ-излучения на (первой или второй) гармонике ЭЦ-частоты для магнитного поля B в точке плазменного шнура r на хорде наблюдения, описывающая приближенную однозначную связь спектрального распределения интенсивности на хорде наблюдения с пространственным профилем электронной температуры T_e вдоль этой хорды наблюдения. При этом спектральная интенсивность ЭЦ-излучения, дифференциальная также и по телесному углу, связана известным соотношением с радиационной температурой

$$I(\nu) = \frac{\nu^2}{c^2} T_{\text{rad}}(\nu). \quad (4)$$

При отклонении направления хорды наблюдения от нормали к магнитному полю и при пересечении хордой плазменного шнура по малой длине вблизи поверхности плазмы соотношение (3) уже неприменимо и нужен детальный расчёт спектрально-углового распределения интенсивности выходящего излучения в соответствующей области углов и частот: искомое распределение не будет ни локально (по частоте и углу) планковским, ни хотя бы изотропным по углам. Поэтому соответствующее распределение будет зависеть от расположения участка первой стенки, на которую падает непланковское излучение. В случае большой оптической толщины на хорде наблюдения для расчёта можно использовать известные формулы для интенсивности однопроходного, т.е. без учёта отражения от стенок, излучения, выходящего в ИТЭР [23]. При этом в общем случае для ЭЦ-излучения на малых гармониках нужно учесть все особенности распространения ЭЦ-волн в лучевой оптике, включая отражение волн от зон отсечки, конверсию волн и т.д. С приближением к переходной спектральной зоне, где уже нарушается условие большой оптической толщины и ещё не происходит изотропизация вследствие многократного отражения волн от стенки, оба рассматриваемые приближения оказываются неточными и для их использования нужна интерполяционная сшивка двух пределов.

В интересующей нас задаче расчёта спектрально-углового распределения интенсивности выходящего излучения в контексте преобладающей роли излучения высоких частот как в интегральной по частоте плот-

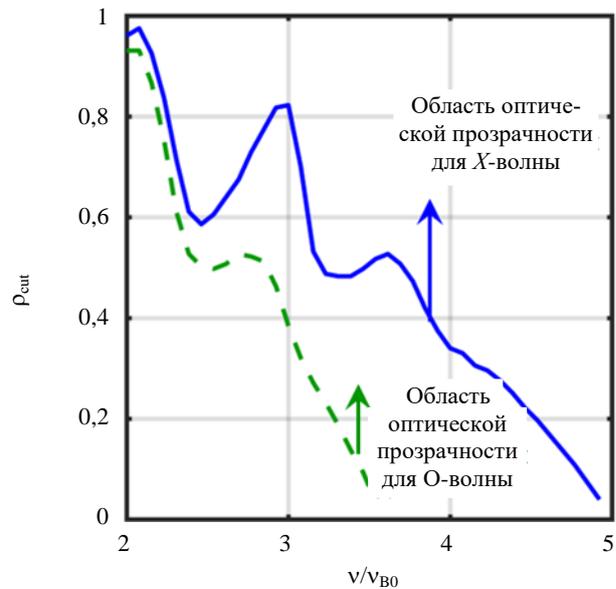


Рис. 1. Зависимость координаты магнитной поверхности, находящейся на расстоянии с оптической толщиной, равной 1,5, от внешней границы плазмы, от частоты ЭЦ-излучения, нормированной на фундаментальную ЭЦ-частоту для магнитного поля на оси тора, для обыкновенной (O-волна) (---) и необыкновенной волн (X-волна) (—) для ЭЦ-излучения в «стационарном» сценарии работы ИТЭР, описанном в [21]

ности мощности выходящего излучения, так и в аспекте воздействия излучения на внутрикамерные компоненты и диагностики токамака-реактора конечный результат, как видно из приведённых далее результатов, не слишком чувствителен не только к характеру такой шивки, но и вообще к вкладу излучения на малых гармониках. Поэтому в следующих разделах для иллюстрации алгоритма приведены расчёты для типичных сценариев работы ИТЭР и ДЕМО при использовании приближения планковской интенсивности на малых гармониках ($n = 1$ и $n = 2$) и приближения, используемого в коде CUNEQ для остальной части спектра. Расчёт спектра ЭЦ-излучения для полного диапазона частот для токамаков ИТЭР и ДЕМО сделан впервые.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЦ-ИЗЛУЧЕНИЯ В ИТЭР

Расчёты проведены для следующих геометрических параметров ИТЭР: большой радиус тора $R_0 = 6,2$ м, малый радиус тора $a = 2$ м, удлинение $k_{\text{elong}} = 1,81$, треугольность $\delta = 0,4$, магнитное поле на оси тора $B_0 = 5,3$ Тл. На рис. 2 показана интенсивность ЭЦ-излучения плазмы $I_{\text{ЭЦ}}$ и указана плотность потока элек-

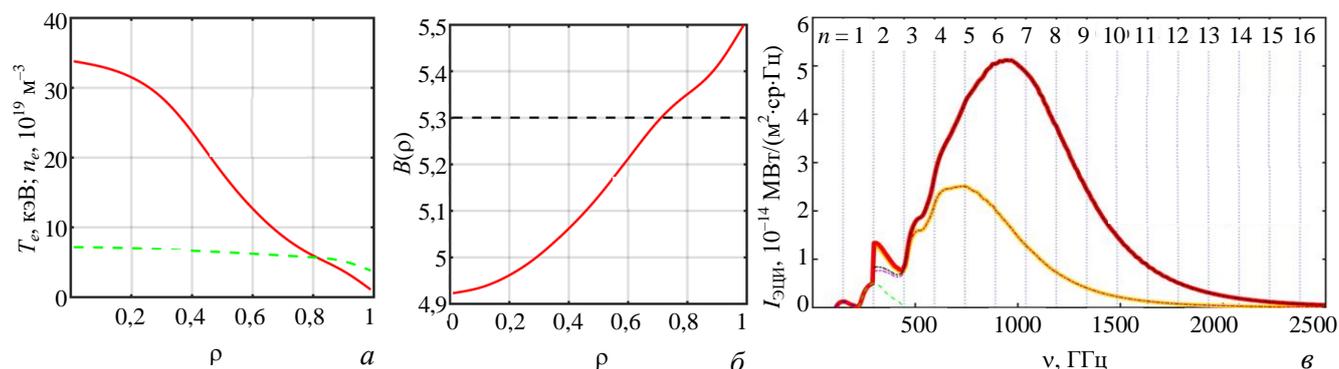


Рис. 2. Профили плотности (---) и температуры (—) электронов плазмы в «стационарном» режиме работы ИТЭР, полученные в моделировании сценария кодом ASTRA [21] (а); профиль магнитного поля, усреднённого по магнитным поверхностям, $B(\rho)$ (—) и значение магнитного поля на оси тора B_0 (---) (б); интенсивность выходящего из плазмы ЭЦ-излучения для малых гармоник ($n = 1, 2$) и гармоник $n \geq 3$ для различных коэффициентов отражения ЭЦ-излучения от стенки вакуумной камеры R_w : вклад в интенсивность гармоники $n = 1$ с мощностью ЭЦ-излучения, падающего на единичную площадь первой стенки вакуумной камеры, $F = 0,3$ кВт/м² (---); $n = 2$, $F = 2,0$ кВт/м² (---); для $R_w = 0,6$: вклад в интенсивность гармоник $n \geq 3$, $F = 50,9$ кВт/м² (---) и сумма всех гармоник $F = 53,2$ кВт/м² (—); для $R_w = 0,9$: $n \geq 3$, $F = 131,0$ кВт/м² (---) и сумма всех гармоник $F = 133,3$ кВт/м² (—) (в) тремагнитной энергии F для двух значений среднего по внутренней поверхности камеры коэффициента отражения ЭЦ-излучения от стенки вакуумной камеры: $R_w = 0,6$ и $R_w = 0,9$ для «стационарного» сценария работы ИТЭР [21] со средними по объёму значениями электронной плотности $\langle n_e \rangle_V = 0,6 \cdot 10^{20}$ м⁻³ и температуры $\langle T_e \rangle_V = 12,7$ кэВ, а также плазменным током $I_p = 9$ МА. Выделен вклад малых гармоник ($n = 1$ и $n = 2$) в интенсивность ЭЦ-излучения, так как из-за того, что излучение в этом диапазоне частот сильно заперто в плазме, способ расчёта спектра ЭЦ-излучения малых гармоник принципиально отличается от расчёта вклада в ЭЦ-излучение на гармониках $n > 3$, где запираания излучения в плазме нет.

На рис. 3 показаны расчёты интенсивности ЭЦ-излучения для гибридного сценария ИТЭР [24] с $\langle n_e \rangle_V = 0,7 \cdot 10^{20}$ м⁻³, $\langle T_e \rangle_V = 13$ кэВ и плазменным током $I_p = 12,5$ МА.

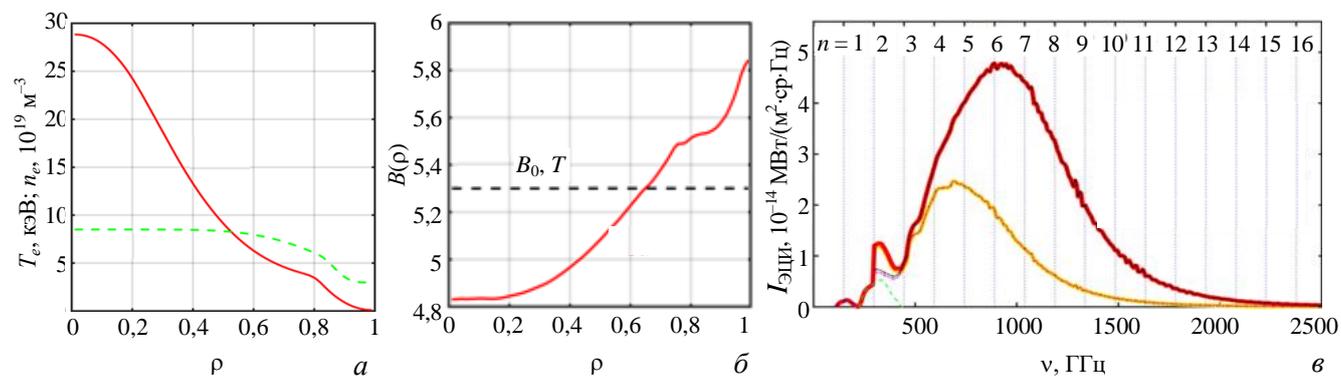


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для гибридного сценария ИТЭР [24]: $n = 1$, $F = 0,3$ кВт/м² (---); $n = 2$, $F = 2,1$ кВт/м² (---); для $R_w = 0,6$: $n \geq 3$, $F = 46,7$ кВт/м² (---) и сумма всех гармоник $F = 49,1$ кВт/м² (—); для $R_w = 0,9$: $n \geq 3$, $F = 116,5$ кВт/м² (---) и сумма всех гармоник $F = 118,9$ кВт/м² (—)

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЦ-ИЗЛУЧЕНИЯ В ДЕМО

Расчёты интенсивности ЭЦ-излучения для токамака-реактора ДЕМО проводились для сценария 2 из работы [25], смоделированного с помощью транспортного кода CRONOS: большой радиус тора $R_0 = 7,5$ м, малый радиус тора $a = 2,5$ м, удлинение $k_{\text{elong}} = 1,9$, треугольность $\delta = 0,47$, магнитное поле на оси тора $B_0 = 6$ Т, ток плазмы $I_p = 19$ МА, средние по объёму электронная плотность $\langle n_e \rangle_V = 1,1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и температура $\langle T_e \rangle_V = 14,5$ кэВ.

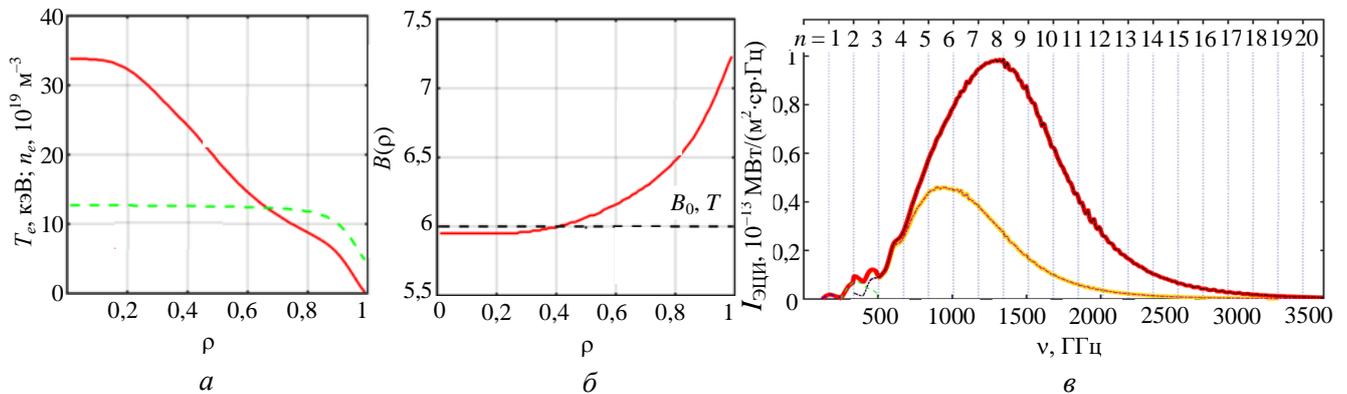


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для в стационарного режима работы ДЕМО с ЭЦ-нагревом и ЭЦ-поддержанием тока [25]: $n = 1$, $F = 0,5 \text{ кВт/м}^2$ (----); $n = 2$, $F = 3,7 \text{ кВт/м}^2$ (---); для $R_w = 0,6$: $n \geq 3$, $F = 122,7 \text{ кВт/м}^2$ (-·-·-) и сумма всех гармоник $F = 126,9 \text{ кВт/м}^2$ (—); для $R_w = 0,9$: $n \geq 3$, $F = 331,6 \text{ кВт/м}^2$ (-·-·-) и сумма всех гармоник $F = 335,8 \text{ кВт/м}^2$ (—)

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Ранее было хорошо известно, что высокие значения температуры электронов и магнитного поля в токамаках-реакторах делают собственное, т.е. не инжектированное для дополнительного нагрева плазмы или подавления опасных неустойчивостей, ЭЦ-излучение важным компонентом локального электронного энергобаланса плазмы [1, 2]. Однако то, что собственное ЭЦ-излучение будет являться источником значительных тепловых и электромагнитных воздействий на внутрикамерные компоненты и диагностики, стало предметом озабоченности только недавно [3, 4]. Полученные здесь результаты для типичных условий токамаков ИТЭР и ДЕМО указывают на масштаб значений плотности потока электромагнитной энергии величиной более 100 кВт/м^2 , что означает существование проблем защиты от такого воздействия, по крайней мере, для диагностик, использующих миллиметровые волны, — рефлектометрии со стороны сильного и слабого магнитного поля, рефлектометрии положения плазмы, а также коллективного томсоновского рассеяния. Действительно, линии передач этих диагностик позволяют транспортировку выходящих из плазмы ЭЦ-волн, и поэтому нужен детальный расчёт как процессов транспорта таких электромагнитных волн с учётом отражения и поглощения волн в металлических конструктивных элементах волнового тракта и детекторов в этих диагностических системах, так и возможности выхода высокочастотной и все ещё достаточно интенсивной части спектрального распределения выходящего излучения за пределы волноводов и диагностических систем. Настоящая работа является шагом на пути к решению поставленной практической задачи [4] оценки влияния собственного ЭЦ-излучения плазмы на работу рефлектометрии со стороны сильного магнитного поля в ИТЭР.

В работе представлен алгоритм расчёта спектральной интенсивности ЭЦ-излучения, выходящего из плазмы на первую стенку, для типичных условий токамака-реактора. Алгоритм преимущественно основан на предыдущих работах авторов для расчёта пространственного профиля мощности потерь на ЭЦ-излучение в токамаках-реакторах, в формировании которого определяющую роль играет спектральный диапазон немалых (а именно с номерами $n \geq 3$) гармоник фундаментальной ЭЦ-частоты для магнитного поля на оси тора. Диапазон немалых частот особенно важен для задачи воздействия ЭЦ-излучения на конструктивные элементы диагностических систем потому, что с ростом частоты усиливается как поглощение в этих элементах, так и возможность выхода за пределы диагностических систем. Для описания вклада ЭЦ-излучения на малых гармониках использована известная модель чернотельного излучения, лежащая в основе широко используемой диагностики температуры электронов по ЭЦ-излучению на его малых гармониках.

Для иллюстрации предложенного алгоритма впервые приведены расчёты всего спектра ЭЦ-излучения для типичных сценариев работы токамаков ИТЭР и ДЕМО. Результаты показывают, что для типичных условий токамака-реактора можно ограничиться простой сшивкой двух указанных моделей.

Авторы выражают благодарность Д.А. Шелухину и В.А. Вершкову за постановку задачи и полезные обсуждения.

REFERENCES

1. **Albajar F., Bornatici M., Cortes G., Dies J. et al.** — Nuclear Fusion, 2005, vol. 45, pp. 642—648.
2. **Kukushkin A.B., Minashin P.V., Polevoy A.R.** — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2012, vol. 38, pp. 211—220 (in Russian).
3. **Oosterbeek J.W., Udintsev V.S., Gandini F., Hirsch M. et al.** — Fusion Engineering and Design, 2015, vol. 96—97, pp. 553—556.
4. **Shelukhin D.A.** Private message, 2018 (in Russian).
5. **Kukushkin A.B., Minashin P.V., Polevoi A.R.** — In: Proc. of the 38th EPS Conference on Plasma Physics. Strasbourg, France, 2011, ECA, vol. 35G, P4.072.
6. **Polevoi A.R., Medvedev S.Y., Mukhovatov V.S., Kukushkin A.S. et al.** — J. of Plasma and Fusion Research Series, 2002, vol. 5, pp. 82—87.
7. **Udintsev V.S., Vayakis G., Bora D., Direz M.F. et al.** — EPJ Web of Conferences, 2012, vol. 32, p. 03013.
8. **Kukushkin A.B.** — Pis'ma v ZhETF (Letters to JETPh), 1992, vol. 56, pp. 503—507; **Kukushkin A.B.** — In: Proc. of the 14th IAEA Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Wuerzburg, Germany, 1992, IAEA, vol. 2, pp. 35—45.
9. **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.
10. **Trubnikov B.A., Bazhanova A.E.** Plasma physics and CTF problem. Ed. by M.A. Leontovich. — M.: Pub.house of AS USSR, 1958, vol. 3, pp. 121—147 (in Russian).
11. **Trubnikov B.A.** — Voprosy teorii plazmy (Problems of Plasma Theory). Ed. by M.A. Leontovich. — M.: Atomizdat, 1973, issue 7, p. 274 (in Russian).
12. **Drummond W.E., Rosenbluth M.N.** — Physics of Fluids, 1963, vol. 6, pp. 276—283.
13. **Tamor S.** — Report Science Applications, Inc., SAI-76-773LJ, 1976; **Tamor S.** — Nuclear Technology Fusion, 1983, vol. 3, pp. 293—303.
14. **Cherepanov K.V., Kukushkin A.B.** — In: Proc. of the 20th IAEA Fusion Energy Conference. Vilamoura, Portugal, 2004, TH/P6—56.
15. **Albajar F., Bornatici M., Engelmann F., Kukushkin A.B.** — Fusion Science and Technology, 2009, vol. 55, pp. 76—83.
16. **Tamor S.** — Report Science Applications, Inc., SAI-023-81-189LJ/LAPS-72, 1981.
17. **Albajar F., Bornatici M., Engelmann F.** — Nuclear Fusion, 2002, vol. 42, pp. 670—678.
18. **Albajar F., Bornatici M., Engelmann F.** — Nuclear Fusion, 2009, vol. 49, pp. 115017.
19. **Kukushkin A.B., Minashin P.V.** — In: Proc. of the 24th IAEA Fusion Energy Conference. San Diego, USA, 2012, TH/P6—25.
20. **Bornatici M., Cano R., De Barbieri O., Engelmann F.** — Nuclear Fusion, 1983, vol. 23, p. 1153.
21. **Polevoi A.R., Medvedev S.Y., Casper T., Gribov Y.V. et al.** — In: Proc. of the 37th EPS Conference on Plasma Physics. Dublin, Ireland, 2010, ECA, vol. 34A, P2.187.
22. **De La Luna E., Jet-Efda Contributors.** — In: Proc. of the AIP Conference Proceedings, 2008, vol. 988, p. 63.
23. **Farina D., Figini L., Platania P., Sozzi C.** — In: Proc. of the Burning Plasma Diagnostics: an International Conference. Varenna, Italy, 2008, Springer, vol. 988, pp. 128—131.
24. **Kim S.H., Bulmer R.H., Campbell D.J., Casper T.A. et al.** — Nuclear Fusion, 2016, vol. 56, p. 126002.
25. **Garcia J., Giruzzi G., Artaud J.F., Basiuk V. et al.** — Nuclear Fusion, 2008, vol. 48, p. 075007.

AUTHORS

Minashin P.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Minashin_PV@nrcki.ru

Kukushkin A.B. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoye shosse 31, 115409 Moscow, Russia; Kukushkin_AB@nrcki.ru

Received 19 September 2019

Revised 27 September 2019

Accepted 30 September 2019

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2019, vol. 42, issue 4, pp. 14—20