

# Радиационные потери дейтронов, тритонов и альфа-частиц на ионах вольфрама в плазме токамаков-реакторов ITER и EU-DEMO

А. А. Маврин<sup>+1)</sup>, А. В. Демура<sup>+</sup>, Д. С. Леонтьев<sup>+</sup>, В. С. Лисица<sup>+\*×</sup>

<sup>+</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Национальный исследовательский университет “МФТИ”, 141701 Долгопрудный, Россия

<sup>×</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 октября 2023 г.

После переработки 25 октября 2023 г.

Принята к публикации 26 октября 2023 г.

В работе впервые вычислены интегральные радиационные потери дейтронов, тритонов и альфа-частиц на примесных ионах вольфрама на основе статистической теории атома для проектных режимов работы токамаков-реакторов ITER и EU-DEMO. Ранее в рамках статистической теории атома было показано, что удельные радиационные потери этого нового ионного канала сопоставимы с удельными электронными радиационными потерями, включающими также потери на тормозное излучение, радиационную и диэлектронную рекомбинацию. Расчет интегральных радиационных потерь выполнен в рамках численной модели изолиний постоянной термоядерной мощности, ранее предложенной для исследования операционного пространства и проектных режимов токамаков-реакторов. Для изучения влияния накопления примеси на интегральные радиационные потери были рассмотрены пространственные распределения плотности вольфрама с разной степенью пикированности в центре плазменного шнура. В рамках проведенного исследования добавка потерь по новому каналу к полным интегральным радиационным потерям на вольфраме оказывается масштаба 20 % для ITER и 30 % для EU-DEMO, что подтверждает необходимость рассмотрения этого канала РП при более детальных исследованиях рабочих сценариев этих проектов.

DOI: 10.31857/S1234567823230052, EDN: mutpjf

**1. Введение.** В токамаке-реакторе ITER предполагается использование бериллия и вольфрама (W) в качестве основных материалов для обращенных к плазме поверхностей (ОПП) первой стенки [1] и дивертора [2]. Считается, что такой выбор конструкционных материалов минимизирует удержание трития в стенке и эрозию приемных пластин дивертора в широком диапазоне плазменных параметров по сравнению, например, с углеродным композитом. Текущий концептуальный проект европейской установки DEMO (EU-DEMO) предполагает использование W как основного материала для ОПП и первой стенки и дивертора [3, 4]. Ожидается, что за время разряда значительное количество W будет распыляться с ОПП и переноситься в центральную часть плазмы.

Ввиду большого заряда ядра Z ионы W сохраняют значительное количество связанных электронов при температурах плазмы несколько десятков кэВ, характерных для центральных областей токамаков-реакторов. Высокая излучательная способность та-

ких ионов сильно влияет на радиационные потери (РП) и баланс тепла в плазме. Учет РП важен для исследования операционного пространства и рабочих точек токамаков-реакторов.

Радиационные потери в термоядерной плазме обычно рассматривают в корональном приближении и связывают с излучением, обусловленным взаимодействием электронов с ионами примесей (линейчатое, рекомбинационное и тормозное излучение) [5]. Однако возбуждение ионов примесей возможно также и протонами, дейтронами (D), тритонами (T) или альфа-частицами ( $\alpha$ ). В работе [6], по всей видимости, впервые рассмотрены РП протонов за счет возбуждения ионов железа в горячей плазме, а также даны общие оценки энергетических потерь быстрых частиц на тяжелых примесях. Показано, что РП энергии по новому ионному каналу могут быть сравнимы с соответствующими электронными потерями.

Наличие большого количества связанных электронов и широкий температурный диапазон, представляющий интерес для расчетов РП, делает очень сложной задачу описания излучательных свойств

<sup>1)</sup>e-mail: Mavrin\_AA@nrcki.ru; nrcki@nrcki.ru

ионов W. Как правило, для расчета атомарной структуры многоэлектронных ионов и элементарных процессов, ответственных за заселения атомных уровней, применяются громоздкие квантово-механические коды [7–9]. Большие затраты вычислительных ресурсов и времени ограничивают использование таких кодов, например, в простых моделях энергобаланса плазмы. Значительное расхождение между результатами расчетов этими кодами требует дополнительной верификации и развития теоретических методов для оценки их надежности. В качестве такого метода могут быть использованы статистические модели теории атомов [10, 11], позволяющие разработать универсальный подход к анализу РП на многоэлектронных ионах и связанных с этим элементарных процессов. Простота численного расчета становится ключевым преимуществом такого подхода.

В основе статистических моделей многоэлектронных ионов лежит представление о коллективных колебаниях плазменного сгустка атомных электронов. Для описания таких колебаний используется приближение локальной плазменной частоты (ЛПЧ), связанной с локальной электронной плотностью в атоме (модель Брандта–Лундквиста [11]). Ранее такой подход был с успехом применен для расчета различных атомных процессов с участием многоэлектронных ионов: диэлектронной рекомбинации [12], ионизации [13] и возбуждения [14] электронами. Первые попытки расчета радиационных потерь D/T и  $\alpha$ -частиц на примесных ионах W в рамках приближения ЛПЧ были проведены в работах [15, 16]. Для условий горячей плазмы токамака были получены общие выражения для удельных интенсивностей РП на многоэлектронных ионах примеси. В случае ионов W проведены конкретные численные расчеты плотностей радиационных потерь D/T-ионов и  $\alpha$ -частиц в интервале температур плазмы 10 ÷ 40 кэВ, типичных для центральной области токамаков-реакторов. Показано, что новый канал потерь для примеси W оказывается сравнимым со стандартными электронными РП и составляет 50–100% от них.

Известно, что пространственные распределения температуры плазмы  $T$ , плотностей  $\alpha$ -частиц  $n_\alpha$  и вольфрама  $n_W$  могут быть сильно неоднородны по объему плазменного шнура. Это приводит к сильной неоднородности плотности РП всех частиц, взаимодействующих с ионами W. Для оценки влияния излучения на баланс тепла необходимо знать полные интегральные РП по электронному и новому ионному каналу из плазмы. В силу этого вычисление таких потерь для конкретных проектных режимов токамаков-реакторов ITER и EU-DEMO, а также

сравнение степени влияния разных каналов излучения на операционное пространство и рабочие сценарии данных установок становится очень важным.

**2. Удельные интенсивности возбуждения в приближении ЛПЧ.** Статистическая модель в приближении ЛПЧ дает единообразное описание РП электронов, D/T-ионов и  $\alpha$ -частиц, обусловленных возбуждением связанных электронов ионов примесей в условиях коронального равновесия [16].

В основе подхода, использованного в [16], лежит представление атомной структуры примесного иона как системы плазменных осцилляторов, возбуждаемых столкновениями с налетающими заряженными частицами плазмы. Взаимодействие этих частиц с ионами примеси рассматривается в приближении эквивалентных фотонов Э. Ферми [17]. При этом квадрат Фурье-разложения по частоте амплитуды электрического поля налетающей заряженной частицы, движущейся по классической траектории в поле возбуждаемого иона, определяет интенсивность потока эквивалентных фотонов. Траектории движения этих частиц в поле многоэлектронного иона определяются в приближении модифицированного кулоновского взаимодействия [18]. Соответствующий модифицированный потенциал характеризуется некоторым эффективным безразмерным значением заряда иона  $z_{\text{eff}}$ , которое описывает отклонение реального потенциала взаимодействия от кулоновского и будет определено далее на основе статистической модели.

Удельные интенсивности радиационных потерь за счет возбуждения (на одну частицу, на один примесный ион)  $L_z$  можно выразить универсальным образом для любого сорта налетающих заряженных частиц через статистическое сечение фотопоглощения  $\sigma_{\text{ph}}(\omega)$  в модели ЛПЧ [12] и поток эквивалентных фотонов, создаваемых налетающей заряженной частицей. Общее выражение для  $L_z$  имеет следующий вид (ср. с [16])

$$L_z = \frac{1}{2\sqrt{3}} \frac{\omega_a E_a a_0^2}{\alpha} z^2 \int_0^{\omega_{\text{max}}} \sigma_{\text{ph}}(\omega) d\omega \times \int_{V_z^{\text{min}}}^{V_z^{\text{max}}} f_z(V_z) \left\{ \frac{1}{\exp(-2\pi v)} \right\} \frac{g(v)}{V_z} d^3 V_z. \quad (1)$$

Здесь  $\omega_a = E_a/\hbar$  – атомная единица частоты,  $E_a$  – атомная единица энергии, равная  $2Ry$ ,  $a_0$  – борковский радиус,  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $z$  – безразмерная величина заряда налетающей частицы,  $f_z(V_z)$  – функция распределения по скоростям  $V_z$  соответствующей заряженной частицы,  $g(v)$  –

гаунт-фактор, описывающий искривление кулоновской траектории. Величина  $g(v)$  в кулоновском приближении равна [19]

$$g(v) = \frac{\pi\sqrt{3}}{4} \left\{ iv H_{iv}^{(1)'}(iv) \cdot \left| H_{iv}^{(1)}(iv) \right| \right\} \approx \frac{\sqrt{6}}{\pi} \ln \left[ \left( \frac{2}{\gamma v} \right)^{1/\sqrt{2}} + e^{\pi/\sqrt{6}} \right], \quad (2)$$

где  $H_p^{(1)}(z)$  и  $H_p^{(1)'}(z)$  – функция Ханкеля и ее производная по аргументу,  $\gamma = e^C$  и  $C = 0.577\dots$  – постоянная Эйлера. Кривизна кулоновской траектории

$$v = \frac{e^2 z z_{\text{eff}} \omega}{\mu V_z^3} \quad (3)$$

определяется отношением кулоновского радиуса к эффективному прицельному параметру ( $\mu$  – приведенная масса пары частиц: многоэлектронного иона и заряженной налетающей частицы). В случае отталкивающего потенциала (D/T-ионы и  $\alpha$ -частицы) подынтегральное выражение в (1) дополнительно умножается на фактор  $\exp(-2\pi v)$  [18].

Интегрирование по частотам в (1) проводится до потенциала ионизации данного иона  $I_i$ , что соответствует учету возбуждения только связанных состояний, т.е.  $\omega_{\text{max}} = I_i/\hbar$ . Для свободных электронов и D/T-ионов используется функция распределения Максвелла, а для  $\alpha$ -частиц – функция, определяемая их упругой кулоновской релаксацией [20]. Нижний предел интегрирования по скоростям налетающих частиц  $V_z^{\text{min}}$  определяется энергией эквивалентного фотона с частотой  $\omega$ , что отвечает порогу возбуждения атомных переходов в статистической модели. В случае электронов и D/T-ионов  $V_z^{\text{max}} = \infty$ , а в случае  $\alpha$ -частиц верхний предел равен скорости  $V_\alpha^{\text{max}} = \sqrt{2E_0/m_\alpha}$ , соответствующей энергии  $E_0 = 3.52$  МэВ при рождении в термоядерной реакции. Далее будут приведены функциональные выражения для всех рассмотренных  $L_z$  в виде, удобном для практических вычислений.

Статистическое сечение фотопоглощения  $\sigma_{\text{ph}}(\omega)$  можно выразить через распределение сил осцилляторов по частотам, определяемое распределением плотности электронов в многозарядном ионе  $n(r)$  [11]. В модели ЛПЧ рассматриваются коллективные возбуждения электронных оболочек с частотами  $\omega_p(r)$ , зависящими от расстояния до ядра  $r$ . Спектр возбуждений плазменных частот также определяется локальной плотностью электронов в атоме:  $\omega_p(r) = \sqrt{4\pi e^2 n(r)/m_e}$ . Приближение ЛПЧ совместно с моделью Томаса–Ферми [10] для распределения  $n(r)$  позволяет определить  $\sigma_{\text{ph}}(\omega)$ . Ранее такой подход

использовался в расчетах [12–16], поэтому вид статистического сечения фотопоглощения хорошо известен:

$$\sigma_{\text{ph}}(\omega) = \frac{3\pi^4}{16} \alpha_0^2 \left( \frac{\omega}{Z\omega_a} \right) \frac{x_\omega^3 \phi(x_\omega, q)}{|x_\omega \phi'(x_\omega, q) - \phi(x_\omega, q)|}. \quad (4)$$

Здесь  $\phi(x, q)$  – функция Томаса–Ферми, определяющая статистическое распределение электронной плотности в атоме [10]. Эта функция зависит от расстояния до ядра  $x = r/r_{\text{TF}}$  и степени ионизации примесного иона  $q = Z_i/Z$  ( $r_{\text{TF}}$  – радиус Томаса–Ферми,  $Z_i$  – заряд иона,  $Z$  – заряд ядра) [10]. Функция  $\phi(x, q)$  при заданной величине  $q$  является решением уравнения Томаса–Ферми для ионов. Приближенные решения этого уравнения для разных  $q$  найдены в [21].

В модели ЛПЧ эффективный заряд иона  $z_{\text{eff}}$ , в поле которого происходит движение налетающих частиц, определяется из условия равенства потенциала Томаса–Ферми и потенциала Кулона в точке  $x_\omega = r_\omega/r_{\text{TF}}$ , отвечающей условию резонанса поглощаемой  $\omega$  и плазменной частот  $\omega_p$ , т.е.  $\omega = \omega_p(r_\omega) = \sqrt{4\pi e^2 n(r_\omega)/m_e}$ . Используя связь  $\phi(x, q)$  с потенциалом и плотностью  $n(r)$  в модели Томаса–Ферми [10], легко получить для  $z_{\text{eff}}$  выражение

$$z_{\text{eff}} = Z \left( \phi(x_\omega, q) + q \frac{x_\omega}{x_0} \right), \quad (5)$$

а для определения зависимости  $x_\omega(\omega)$  следующее нелинейное уравнение:

$$\frac{\omega}{Z\omega_a} = \sqrt{\frac{128}{9\pi^2}} \left( \frac{\phi(x_\omega, q)}{x_\omega} \right)^{3/4}. \quad (6)$$

Граничный радиус иона в модели Томаса–Ферми  $x_0 = r_0/r_{\text{TF}}$  – расстояние от ядра до точки, где обращается в нуль электронная плотность иона, может быть определен для любого значения  $q$  с помощью простых формул из работы [21].

Представим в окончательном виде искомые удельные интенсивности радиационных потерь  $L_z$  за счет возбуждения ионов примесей. Это удобно сделать отдельно для электронов, D/T-ионов и  $\alpha$ -частиц. Для удобства полезно ввести следующие безразмерные переменные: скорость  $y_z = V_z/(a_0\omega_a)$  налетающей частицы, и частоту эквивалентных фотонов  $s = \omega/(Z\omega_a)$ . Тогда для случая электронов ( $z = 1$ ,  $\mu \approx m_e$ ) имеем из (3)  $v_e = Z z_{\text{eff}} s / y_e^3$  и

$$L_e = \frac{\pi^3}{16} \sqrt{\frac{3\pi}{2}} \omega_a E_a a_0^3 Z \left(\frac{E_a}{T}\right)^{3/2} \int_0^{s_{\max}} \frac{s x_s^3 \phi_s}{|x_s \phi'_s - \phi_s|} ds \times \int_{\sqrt{2Zs}}^{\infty} y_e g(v_e) \exp\left(-\frac{E_a}{2T} y_e^2\right) dy_e. \quad (7)$$

Здесь и далее во всех выражениях и при конкретных расчетах предполагаем, что температуры электронов и всех сортов ионов одинаковы и равны  $T$ . Максимальная частота эквивалентных фотонов  $s_{\max} = I_i / (Z E_a)$  определяется потенциалом ионизации  $I_i$  конкретного иона с зарядом  $Z_i$  и степенью ионизации  $q$ . Очевидно, что величина  $s_{\max}$  одинакова для всех налетающих частиц.

Чтобы сделать предложенный подход полностью самосогласованным, используемые потенциалы  $I_i$  также вычисляются в рамках статистической модели [13]:

$$I_i = \left(\frac{128}{9\pi^2}\right)^{1/3} Z^{4/3} \frac{q}{x_0} E_a. \quad (8)$$

Сравнение статистических и табличных  $I_i$  для W показывает вполне удовлетворительное совпадение, за исключением скачков на полностью заполненных оболочках.

В случае D/T-ионов выражение для удельной интенсивности радиационных потерь  $L_{D,T}$  принимает следующий вид ( $z = 1, \mu \approx m_{D,T}$ ):

$$L_{D,T} = \frac{\pi^3}{16} \sqrt{\frac{3\pi}{2}} \omega_a E_a a_0^3 Z \left(\frac{A_{D,T} E_a}{T}\right)^{3/2} \times \int_0^{s_{\max}} \frac{s x_s^3 \phi_s}{|x_s \phi'_s - \phi_s|} ds \int_{\sqrt{2Zs/A_{D,T}}}^{\infty} y_{D,T} g(v_{D,T}) \times \exp\left(-A_{D,T} \frac{E_a}{2T} y_{D,T}^2 - 2\pi v_{D,T}\right) dy_{D,T}, \quad (9)$$

где  $v_{D,T} = Z z_{\text{eff}} s / (A_{D,T} y_{D,T}^3)$  и  $A_{D,T} = m_{D,T} / m_e$ . Напомним, что в данном случае отталкивающий характер потенциала взаимодействия учитывается с помощью дополнительного подынтегрального множителя  $\exp(-2\pi v_{D,T})$  [18].

Функция распределения  $\alpha$ -частиц  $f_\alpha(V_\alpha)$  – функция, определяемая их релаксацией за счет кулоновских столкновений с электронами и ионами плазмы [20]. Нормированная на единицу такая функция имеет вид

$$f_\alpha(V_\alpha) = \frac{\langle \sigma V \rangle_{DT} n_D n_T \tau_s}{4\pi n_\alpha} \frac{1}{V_\alpha^3 + V_*^3}. \quad (10)$$

Соответственно этому плотность  $\alpha$ -частиц в плазме равна

$$n_\alpha = \langle \sigma V \rangle_{DT} n_D n_T \tau_s I_\alpha, \quad (11)$$

где  $\langle \sigma V \rangle_{DT}$  – скорость DT-реакции,  $n_D$  и  $n_T$  – плотности D/T-ионов,  $\tau_s$  – характерное время торможения  $\alpha$ -частиц. Следуя определению (10), нормировочный множитель  $I_\alpha$  в (11) есть интеграл

$$I_\alpha = \int_0^1 \frac{w^2 dw}{w_\alpha^3 + w_*^3}; \quad w_\alpha = \frac{V_\alpha}{V_{\max}}; \quad w_* = \frac{V_*}{V_{\max}}. \quad (12)$$

Скорость  $V_*$  соответствует энергии  $\alpha$ -частиц, при которой сравниваются скорости торможения на ионах и электронах плазмы [20]:

$$V_* = \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{\lambda_{ii}}{\lambda_{ei}} \frac{m_e}{n_e} \sum_k \frac{Z_k^2 n_k}{m_k}\right)^{1/3} \left(\frac{2T}{m_e}\right)^{1/2}. \quad (13)$$

Здесь  $\lambda_{ii}, \lambda_{ei}$  – кулоновские логарифмы для ионов и электронов плазмы,  $n_e$  – плотность электронов плазмы,  $n_k, Z_k, m_k$  – плотность, заряд и масса ионов плазмы  $k$ -ого сорта соответственно. В соответствии с [20] время торможения  $\tau_s$  быстрой частицы равно удвоенному времени релаксации энергии и определяется выражением

$$\tau_s = \frac{2}{\lambda_{ei}} \frac{m_\alpha}{m_p} \frac{1}{z^2} \frac{(T[\text{кэВ}])^{3/2}}{n_e [10^{19} \text{ м}^{-3}]} [\text{с}]. \quad (14)$$

В данной работе для  $\langle \sigma V \rangle_{DT}$  в максвелловской плазме мы используем хорошо известную формулу из [22]. В итоге для случая  $\alpha$ -частиц выражение для  $L_\alpha$  принимает следующий вид ( $z = 2, \mu \approx m_\alpha$ ):

$$L_\alpha = \frac{3\pi^4}{8\sqrt{3}} \frac{1}{I_\alpha} \omega_a E_a a_0^3 Z \int_0^{s_{\max}} \frac{s x_s^3 \phi_s}{|x_s \phi'_s - \phi_s|} ds \times \int_{\sqrt{2Zs/A_\alpha}}^{y_0} \frac{y_\alpha g(v_\alpha) \exp(-2\pi v_\alpha)}{y_\alpha^3 + y_*^3} dy_\alpha, \quad (15)$$

где  $v_\alpha = 2Z z_{\text{eff}} s / (A_\alpha y_\alpha^3)$  и  $A_\alpha = m_\alpha / m_e$ . Выражения (7), (9) и (15) применимы для расчета  $L_z$  ионов примесей с разным зарядом  $Z$ . Далее рассматриваются только ионы W, поэтому считается, что  $Z = 74$ .

Основная цель данной работы – это вычисление РП по новому ионному каналу. Предполагается, что выполнены условия коронального ионизационного равновесия, когда скорости возбуждения многоэлектронного иона примеси заряженными частицами плазмы уравниваются скоростями спонтанного высвечивания. Это позволяет установить связь между температурой плазмы и средним зарядом W ионов. Далее для ионизационного равновесия мы используем данные из работы [23], полученные из расчета квантово-механическим кодом [9] в рамках модели CA-LARGE.

Без потери общности принимается, что плазма состоит в основном из равных долей ионов дейтерия и трития так, что  $n_D = n_T = n_e/2$ . При этом типичная плазма центральной области токамаков-реакторов (например, ITER и EU-Dемо) имеет температуру масштаба  $T \approx 10$  кэВ и плотность  $n_e \approx 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Тогда из определения (13) для скорости  $V_*$  легко получить оценку  $V_* \approx 0.3V_{\alpha}^{\max}$ . Далее с помощью соответствующих выражений можно определить  $I_{\alpha}$ ,  $n_{\alpha}$  и  $L_{\alpha}$ .

На рисунке 1 показаны удельные интенсивности излучения  $L_z$  за счет возбуждения ионов W (на одну

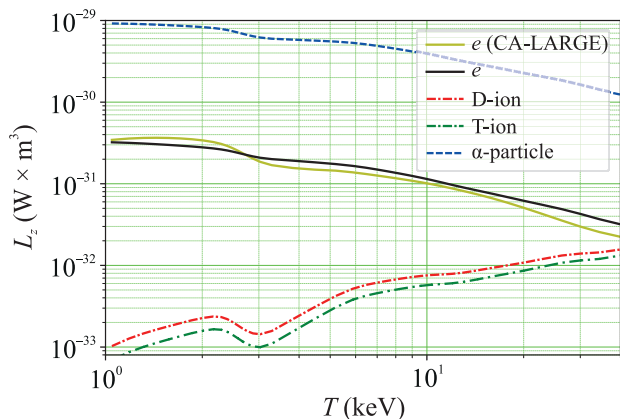


Рис. 1. (Цветной онлайн) Удельные интенсивности излучения за счет возбуждения ионов W электронами, D/T-ионами и  $\alpha$ -частицами (расчет с помощью выражений (7), (9) и (15)). Дополнительно показаны данные квантово-механического расчета (CA-LARGE) из работы [23]

частицу, на один W ион), рассчитанные с помощью выражений (7), (9) и (15). Расчет соответствующих  $L_z$  проводился для средних зарядов W ионов, лежащих в интервале  $Z = 27 \div 67$  (см. [23]). В случае электронов видно хорошее соответствие между интенсивностями  $L_e$ , определенными в рамках статистической модели, и с помощью квантово-механического расчета (CA-LARGE). Это подтверждает эффективность статистического подхода и указывает на возможность его использования также и для варианта расчета возбуждения D/T-ионами и  $\alpha$ -частицами.

Увеличение температуры плазмы приводит к обеднению излучающих ионов вольфрама, за счет уменьшения количества возбуждаемых электронов. С другой стороны, увеличение температуры приводит к увеличению скорости возбуждения дейтронами и тритонами W ионов и их способности возбуждать глубокие уровни энергии, за счет спада эффекта ионного отталкивания, уменьшающего вероятности

и сечение возбуждения. В результате (см. рис. 1) наблюдается рост интенсивностей  $L_{D,T}$  с увеличением температуры. Для  $\alpha$ -частиц возможности роста скорости возбуждения исчерпаны ввиду постоянства их скорости и спад  $L_{\alpha}$  обусловлен только изменением ионизационного состава вольфрама.

Далее удельные интенсивности  $L_z$ , определяемые выражениями (7), (9) и (15), используются для расчета полных интегральных РП потерь на примеси W в токамаках-реакторах ITER и EU-Dемо.

**3. Модель изолиний постоянной термоядерной мощности.** В работе [24] предложена численная 0.5D-модель изолиний постоянной термоядерной мощности для исследования операционного пространства и рабочих сценариев токамаков-реакторов. Модель учитывает важные эффекты излучения примесей и удержания частиц гелия в плазме токамака. Для описания излучения примесей использованы удельные интенсивности излучения, полученные в рамках корональной модели [25]. Удержание частиц гелия и эффективность удаления гелиевой золы определяется модельным параметром  $\rho^*$ , который представляет собой отношение глобального времени удержания частиц гелия  $\tau_{He}^*$  ко времени удержания энергии  $\tau_E$ . Модель позволяет одновременно получать решения уравнений баланса частиц и тепла в стационарных условиях с учетом влияния эффектов излучения примесей и при наличии гелиевой компоненты в плазме.

В данной работе предложенная в [24] модель была дополнена включением в уравнение баланса тепла РП по новому ионному каналу. В частности, были модифицированы коэффициенты уравнения (20) в [24] (см. приложение С в указанной работе) добавлением членов с плотностью мощности радиационных потерь D/T-ионов и  $\alpha$ -частиц за счет возбуждения ионов W, определяемых выражением

$$S_{\text{rad},z}^{\text{exc}} = n_W n_z L_z, \quad (16)$$

при этом плотности  $n_{D,T}$  могут быть самосогласованно определены из баланса частиц (см. [24]),  $n_{\alpha}$  определяется (11), а  $L_{D,T}$  и  $L_{\alpha}$  задаются выражениями (9) и (15). Процедура соответствующих изменений в модели [24] носит тривиальный характер, поэтому ниже мы опускаем несущественные подробности. Отметим, что вычисление интенсивности  $L_e$  с помощью (7) определяет только часть РП на многоэлектронном ионе примеси, связанных с возбуждением электронами. В данной работе для определения полных РП электронов на ионах W мы используем данные из [23], при этом удобные формулы для расчетов можно найти в работе [25].

Выбор W в качестве конструкционного материала ОПП будет приводить к накоплению W в плазме. Однако предсказать плотность  $n_W$  в плазме непросто, так как остаются не до конца исследованными многие процессы с участием ионов W: распыление W на ОПП, перенос в SOL и в области пьедестала, накопление в центральной области плазмы. Дополнительную неопределенность вызывает вопрос о том, в каком режиме ELM-ов и с какими методами смягчения их последствий будут работать токамаки-реакторы. Существуют многочисленные экспериментальные свидетельства возможности сильного накопления W в центре плазмы. Такое поведение W, конечно не носит универсальный характер и имеет свои особенности в зависимости от условий эксперимента и установки [26–28]. Очевидно, что пикированность к центру профиля  $n_W$  может приводить к заметному росту РП по новому ионному каналу, см. рис. 1 и выражение (16). Поэтому в данной работе, помимо расчета полных интегральных потерь на ионах W, также исследуется влияние пикированности профиля  $n_W$ . Для этого мы вводим модельный профиль  $n_W$  вида:

$$n_W(\rho) = n_{W,0} (\alpha_W \exp(-\beta_W \rho^2) + (1 - \rho^2)^{\alpha_n}). \quad (17)$$

Здесь  $\rho$  – нормированная радиальная координата (предполагается, что  $\rho = 0$  на оси и  $\rho = 1$  на последней замкнутой магнитной поверхности),  $n_{W,0}$  – плотность W в центре. Параметры  $\alpha_W$  и  $\beta_W$  в первом слагаемом определяют степень центральной пикированности профиля, а второе слагаемое – простое параболическое представление для пространственного распределения плотности (с показателем крутизны профиля  $\alpha_n$ ), принятое в модели [24] для всех сортов частиц. Во всех расчетах, проведенных ниже, считалось, что  $\beta_W = 10$ . Средняя по объему плотность W, определяемая (17), может быть легко вычислена:

$$\langle n_W \rangle \approx n_{W,0} \left( \frac{\alpha_W}{\beta_W} + \frac{1}{1 + \alpha_n} \right). \quad (18)$$

При этом, следуя модели [24], предполагается, что относительная концентрация вольфрама  $f_W = \langle n_W \rangle / \langle n_e \rangle$  остается фиксированной при конкретных расчетах. На рисунке 2 показан профиль  $n_W$ , определяемый выражением (17), для трех значений параметра пикированности  $\alpha_W$ . Отметим, что для всех кривых на этом рисунке средние концентрации  $\langle n_W \rangle$  одинаковы.

Таким образом, в рамках модели изолиний постоянной термоядерной мощности с учетом (16), становится возможным определить полные интегральные

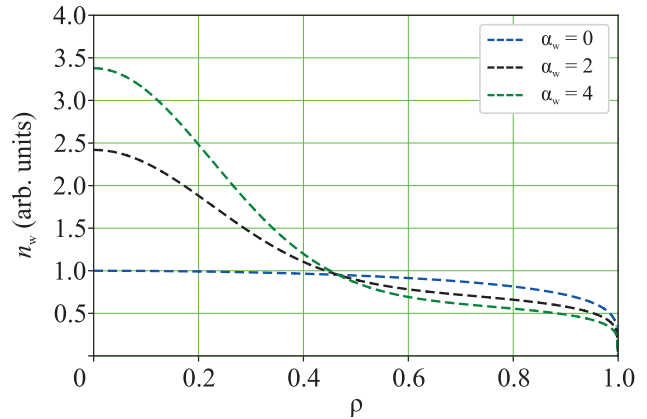


Рис. 2. (Цветной онлайн) Модельный профиль концентрации  $n_W$  для трех значений параметра пикированности  $\alpha_W$ : 0, 2 и 4

РП из плазмы с различными примесями. В следующем разделе для проектных параметров установок ITER и EU–DEMO, а также различных значений пикированности профиля плотности W вычислены такие потери, причем как по обычному электронному каналу, так и для нового канала ионного возбуждения.

**4. Расчет полных интегральных радиационных потерь на примесях.** Задание набора проектных параметров необходимо для нахождения решений основного уравнения модели изолиний постоянной термоядерной мощности, см. (20) в [24]. В данной работе использовались четыре таких набора, соответствующие известным режимам работы токамаков-реакторов: ITER–B [29], ITER–SS [30], EU–DEMO1 и EU–DEMO2 [31]. Подразумевается, что ITER–B – это базовый (индуктивный) плазменный режим с H-модой удержания и коэффициентом термоядерного выхода  $Q = 10$ ; ITER–SS – стационарный (“Steady-State”) режим с безындукционным поддержанием тока и  $Q = 5$ ; EU–DEMO1 и EU–DEMO2 – импульсный и стационарный варианты европейского термоядерного реактора DEMO в редакции 2017 г. (см. табл. 1 в работе [31]).

Основные используемые в дальнейших расчетах проектные параметры собраны в табл. 1. В частности, они включают в себя геометрические параметры плазмы токамака-реактора (большой  $R$  и малый  $a$  радиусы, вытянутость  $\kappa$  и треугольность  $\delta$  плазмы); тороидальное магнитное поле  $B_t$  и ток плазмы  $I_p$ ; показатели крутизны профилей температуры и плотности ( $\alpha_T$  и  $\alpha_n$ ); фиксированные значения мощностей термоядерного выхода  $P_{fus}$  и дополнительного нагрева  $P_{aux}$ . Отметим, что более подробное описание основных инженерно-физических параметров плазмы

токамаков можно найти в известной книге [32]. Для проведения расчетов также необходимо указать все виды дополнительных примесей и их относительные концентрации  $f_Z$ . Расчет полной мощности потерь на электронное циклотронное (ЕС) излучение аналогичен подходу, использованному в модели [24].

Рассматриваемая модель позволяет получить изолинии постоянной термоядерной мощности – замкнутые кривые в пространстве  $\langle T \rangle - \langle n_e \rangle$ , см. рис. 2 в [24]. Для того чтобы выделить на этих кривых нужные решения, необходимо дополнительно задать относительную плотность Гринвальда  $f_{Gr}$  и подобрать значение величины  $\rho^*$  для лучшего совпадения между известными проектными параметрами [29, 30, 31] и результатами модели. Соответствующие значения величин  $f_{Gr}$  и  $\rho^*$  приведены в двух последних строках табл. 1.

Полные РП – важная часть энергобаланса токамаков-реакторов. Корректный учет таких потерь критически важен для определения допустимых сценариев работы термоядерных установок. Излучение помогает обеспечить необходимый уровень диссипации тепла из центральной зоны плазмы и защитить дивертор от запредельного нагрева. Если в ITER доля таких потерь оценивается в  $\approx 20\%$ , то в установках масштаба DEMO она может достигать 80%. С другой стороны, чрезмерное охлаждение плазмы за счет излучения может приводить к уменьшению скорости термоядерной реакции или вообще полностью прекратить ее. Новый канал РП может поменять энергобаланс системы, поэтому необходимо оценить такие потери. Предложенная модель [24] также позволяет вычислить и полные потери на ЕС-излучение, но далее мы рассматриваем только потери на примесях.

В рамках модели [24] интегральная мощность РП на выбранной примеси определяется следующим выражением:

$$P_{\text{rad}}^k = \int_V f_k n_e^2 L_{\text{rad}}^k dV \quad (19)$$

и вычисляется для всех изотопов водорода  $P_{\text{rad}}^H$ , гелия  $P_{\text{rad}}^{\text{He}}$ , бериллия  $P_{\text{rad}}^{\text{Be}}$ , ксенона  $P_{\text{rad}}^{\text{Xe}}$  и вольфрама  $P_{\text{rad}}^W$ . Отметим, что все это есть обычные электронные потери на примесях, включающие линейчатое, рекомбинационное и тормозное излучение. Относительные концентрации  $f_{D,T}$  и  $f_{\text{He}}$  могут быть согласованно определены из баланса частиц в рамках рассматриваемой модели. Удобные полиномиальные представления для  $L_{\text{rad}}^k$  можно найти в [25]. По аналогии с выражением (19) простым интегрированием (16) можно определить интегральную мощность

радиационных потерь  $P_{\text{rad}}^{W, \text{exc}}$  за счет возбуждения ионов вольфрама D/T-ионами и  $\alpha$ -частицами. Помимо определения величин  $P_{\text{rad}}^k$  и  $P_{\text{rad}}^{W, \text{exc}}$ , полезно также ввести количественную характеристику относительной добавки мощности потерь по новому ионному каналу к полным РП (без учета  $P_{\text{rad}}^{W, \text{exc}}$ ) на всех примесях

$$\delta_{\text{all}}^{\text{exc}} = P_{\text{rad}}^{W, \text{exc}} / \sum_k P_{\text{rad}}^k \quad (20)$$

и отдельно на вольфраме

$$\delta_W^{\text{exc}} = P_{\text{rad}}^{W, \text{exc}} / P_{\text{rad}}^W. \quad (21)$$

На рисунках 3–6 представлены гистограммы, показывающие вклад различных примесей в полную

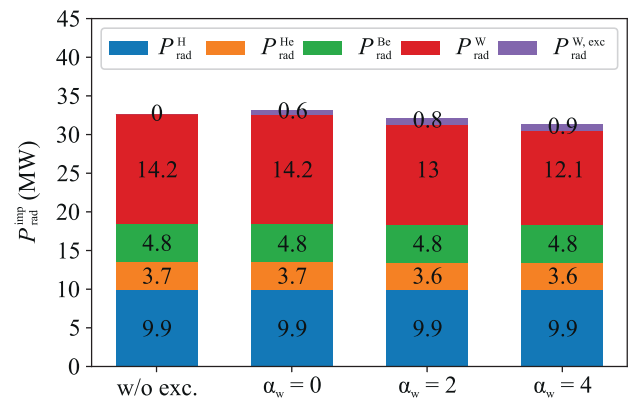


Рис. 3. (Цветной онлайн) Гистограмма, показывающая вклад различных примесей в полную мощность радиационных потерь ( $P_{\text{rad}}^H$  – водород,  $P_{\text{rad}}^{\text{He}}$  – гелий,  $P_{\text{rad}}^{\text{Be}}$  – бериллий,  $P_{\text{rad}}^W$  – вольфрам,  $P_{\text{rad}}^{W, \text{exc}}$  – потери за счет возбуждения ионов W D/T-ионами и  $\alpha$ -частицами). Столбцы гистограммы демонстрируют результаты расчетов в рамках модели [24] для разных значений параметра  $\alpha_W$  и проектных параметров ITER-B [29]. Данные в крайнем левом столбце соответствуют варианту расчета без учета потерь по новому ионному каналу РП

мощность РП. Столбцы гистограммы демонстрируют результаты расчетов в рамках модели [24] для разных значений параметра  $\alpha_W$  (0, 2 и 4) и разных проектных параметров рабочих режимов из табл. 1. Данные в крайнем левом столбце соответствуют варианту расчета без учета потерь по новому ионному каналу РП и повторяют результаты работы [24].

Как видно на рис. 3, для случая базового плазменного режима ITER полная мощность радиационных потерь на примесях составляет величину масштаба 30 МВт. При этом почти все эти потери происходят по обычному электронному каналу. Потери по новому каналу совсем незначительны и даже в случае заметной пикированности профиля W при  $\alpha_W = 4$  составляют около 1 МВт. Такой вклад в энергобаланс

Таблица 1. Проектные параметры рабочих режимов токамаков-реакторов

	ITER-B	ITER-SS	EU-DEMO1	EU-DEMO2
$a$ , [м]	2.0	2.0	2.94	2.89
$R$ , [м]	6.2	6.2	9.1	7.5
$\kappa$	1.7	1.9	1.59	1.8
$\delta$	0.33	0.6	0.33	0.33
$B_t$ , [Тл]	5.3	5.3	5.7	5.6
$I_p$ , [МА]	15	10	19.6	21.6
$\alpha_T/\alpha_n$	1.5/0.04	2.0/0.3	1.1/0.34	0.9/0.45
$P_{fus}$ , [МВт]	500	350	2000	3200
$P_{aux}$ , [МВт]	50	70	50	130
Impurity1/ $f_{imp1}$	Be/ $2 \cdot 10^{-2}$	Be/ $2 \cdot 10^{-2}$	Xe/ $3.9 \cdot 10^{-4}$	Xe/ $1 \cdot 10^{-3}$
Impurity2/ $f_{imp2}$	W/ $1 \cdot 10^{-5}$	W/ $2 \cdot 10^{-5}$	W/ $5 \cdot 10^{-5}$	W/ $1 \cdot 10^{-4}$
$f_{Gr}$	0.85	0.69	1.2	1.2
$\rho^*$	11	5	7	5

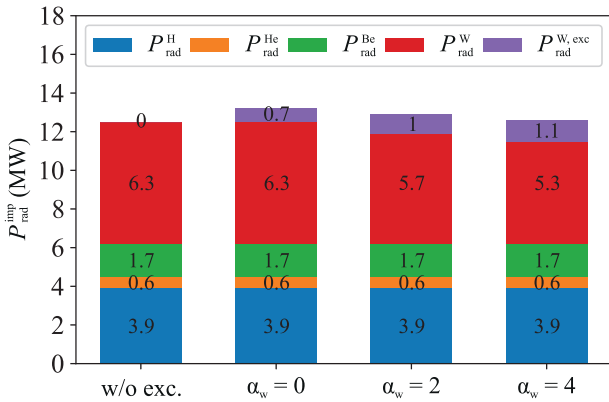


Рис. 4. (Цветной онлайн) То же, что и на рис. 3, для проектных параметров ITER-SS [30]

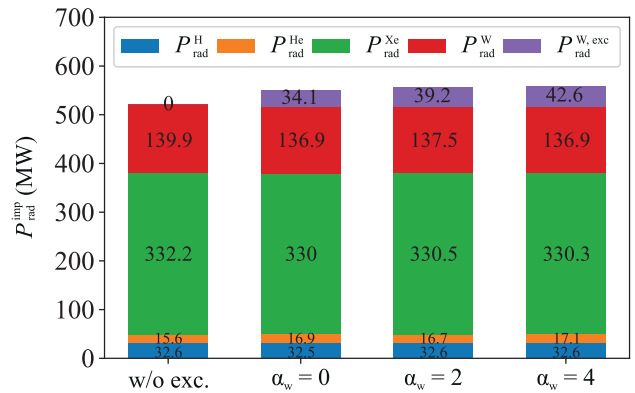


Рис. 6. (Цветной онлайн) То же, что и на рис. 3, для проектных параметров EU-DEMO2 [31]

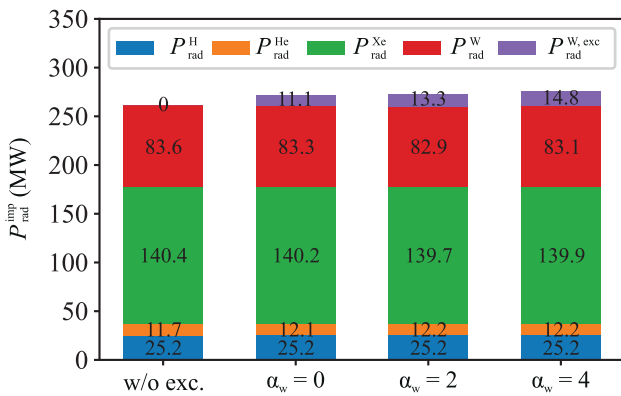


Рис. 5. (Цветной онлайн) То же, что и на рис. 3, для проектных параметров EU-DEMO1 [31]

не меняет теплового равновесия в плазме, что нашло отражение во всех столбцах гистограммы. Отметим, что для ITER-B минимальное увеличение мощности излучения из центральной области плазмы за счет РП по новому каналу практически не уменьшает эф-

фективной мощности нагрева, необходимой для поддержания H-моды удержания.

В случае стационарного режима ITER-SS (рис. 4) мы получили схожие абсолютные значения полных потерь по новому ионному каналу ( $\approx 1$  МВт). Разница со случаем ITER-B заключается в том, что, во-первых, здесь более крутые профили температуры и плотности плазмы (см. табл. 1), а, во-вторых, сама плазма горячее и менее плотная. Это дает меньшее значение полных потерь на примесях, но увеличивает долю вклада по новому ионному каналу. Для наиболее интересного случая  $\alpha_w = 4$  отношение  $\delta_{all}^{exc}$  здесь оказывается равным почти 10%, при этом добавка к полной мощности РП только на вольфраме  $\delta_W^{exc} \approx 20\%$ . Заметим, что для ITER доминирующий вклад в полные РП дает излучение, связанное с вольфрамом и вольфрамом.

Европейские проекты DEMO – более крупные установки с высокой средней температурой плазмы. Предполагаемая средняя концентрация W здесь так-



же выше. Поэтому абсолютные значения РП по новому каналу ожидаемо оказываются больше по сравнению с вариантами ITER (приблизительно полтора десятка МВт для EU-DEMO1 и около 40 МВт для EU-DEMO2, см. рис. 5 и 6). Относительная добавка  $P_{\text{rad}}^{\text{W,exc}}$  к полным интегральным РП на W здесь также существенна, достигая при  $\alpha_{\text{W}} = 4$  величины  $\delta_{\text{W}}^{\text{exc}} \approx 20\%$  в случае EU-DEMO1 и более 30% для EU-DEMO2. При этом сам W уже не главная излучающая примесь, так как для рассмотренных здесь режимов предполагается дополнительный напуск ксенона, который интегрально излучает больше.

Изменение параметра пикированности  $\alpha_{\text{W}}$  в модельном профиле  $n_{\text{W}}$  меняет абсолютные значения интегральных потерь по новому ионному каналу. В случае модельного профиля (17) при  $\alpha_{\text{W}} = 4$  рост плотности вольфрама в центре относительно среднего уровня при  $\alpha_{\text{W}} = 0$  составляет  $\approx 3.5$  раза. Такой уровень пикированности профиля  $n_{\text{W}}$  следует считать умеренным, при этом известно, что в эксперименте  $n_{\text{W},0}$  может превышать  $\langle n_{\text{W}} \rangle$  более чем в десять раз [26, 27]. Но даже в этом случае (при  $\alpha_{\text{W}} = 4$ ) для рассмотренных вариантов ITER-SS и EU-DEMO2 дополнительный вклад  $P_{\text{rad}}^{\text{W,exc}}$  в полные интегральные РП на всех примесях может достигать  $\delta_{\text{all}}^{\text{exc}} \approx 10\%$ , что уже вполне ощутимо для энергобаланса плазмы и должно учитываться при более детальных исследованиях рабочих сценариев этих проектов токамаков-реакторов.

**5. Заключение.** В работе рассмотрен предложенный ранее канал РП, связанный с возбуждением ионов W дейтронами, тритонами и быстрыми  $\alpha$ -частицами в горячей плазме токамаков-реакторов ITER и EU-DEMO. Для расчета РП, в том числе по новому каналу, были использованы статистическая модель атома, позволяющая использовать универсальный подход к анализу радиационных потерь на многоэлектронных ионах, а также модель изолиний постоянной термоядерной мощности, ранее предложенная для исследования операционного пространства и рабочих сценариев токамаков-реакторов. Дополнительно к этому с помощью модельного профиля включены в рассмотрение пространственные распределения плотности W с разной степенью пикированности.

Показано, что в случае ITER-V потери по новому каналу незначительны даже в случае заметной пикированности профиля W. Полученное минимальное увеличение РП на W не меняет энергобаланс центральной области плазмы и выгодно, например, с точки зрения условий поддержания H-моды удержания. По сравнению с ITER-V стационарный ре-

жим ITER-SS характеризуется более крутыми профилями температуры и плотности плазмы, при этом сама плазма горячее и менее плотная. Это заметно увеличивает долю вклада потерь по новому ионному каналу, а добавка к полной мощности РП на W оказывается масштаба 20%.

В отличие от ITER в случае европейских проектов DEMO абсолютные значения РП по новому каналу здесь ожидаемо оказываются больше. Показано, что растет и добавка  $P_{\text{rad}}^{\text{W,exc}}$  к полным интегральным РП на вольфраме, которая достигает величины приблизительно 20% в случае EU-DEMO1 и 30% для EU-DEMO2.

Для всех рассмотренных вариантов проектных сценариев изменение параметра пикированности в модельном профиле плотности W увеличивает абсолютные значения интегральных потерь по новому ионному каналу, при этом рассмотренные в работе уровни пикированности следует считать умеренными.

Стационарные варианты ITER-SS и EU-DEMO2 характеризуются заметным вкладом  $P_{\text{rad}}^{\text{W,exc}}$  в полные интегральные РП на примесях, который достигает 10%, и требует его учета в энергобалансе плазмы.

В заключение следует отметить, что нагрев плазмы пучками нейтральных атомов приводит к появлению популяции не максвелловских ионов D/T-топлива, которые также могут возбуждать ионы примесей и давать дополнительный вклад в РП. Более того, хорошо известно, что ввод в плазму таких пучков меняет распределение самих примесных ионов по кратности, уменьшая средний заряд. Это будет дополнительно увеличивать РП на примесях как по электронному, так и по ионному каналам. Расчет таких РП требует дополнительного рассмотрения. Авторы надеются подробнее исследовать эти вопросы в последующих работах.

Данная работа выполнена в рамках Государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

1. M. Merola, D. Loesser, A. Martin et al. (Collaboration), *Fusion Eng. Des.* **85**, 2312 (2010); <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2010.09.013>.
2. T. Hirai, F. Escourbiac, S. Carpentier-Chouchana et al. (Collaboration), *Fusion Eng. Des.* **88**, 1798 (2013); <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2013.05.010>.
3. R. Wenninger, R. Albanese, R. Ambrosino et al. (Collaboration), *Nucl. Fusion* **57**, 046002 (2017); <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa4fb4>.
4. J. H. You, G. Mazzone, E. Visca et al. (Collaboration), *Fusion Eng. and Des.* **175**, 113010 (2022); <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2022.113010>.

5. V. I. Gervids, A. G. Zhidkov, V. S. Marchenko, and S. I. Yakovlenko, *Kinetics of radiation multiply charged ions in a fusion plasma, Reviews of Plasma Physics*, Consultants Bureau: N.Y., USA (1987), v. 12.
6. V. A. Abramov, V. G. Gontis, and V. S. Lisitsa, *Sov. J. Plasma Phys.* **10**, 235 (1984).
7. M. Klapisch, M. Busquet, and A. Bar-Shalom, *AIP Conf. Proc.* **926**, 206 (2007); <https://doi.org/10.1063/1.2768853>.
8. N. R. Badnell, AUTOSTRUCTURE, Astrophysics Source Code Library, record ascl: 1612.014; <https://www.ascl.net/1612.014>.
9. A. Kramida, *Atoms* **7**, 64 (2019); <https://doi.org/10.3390/atoms7030064>.
10. P. Gombás, *Die Statistische Theorie des Atoms und ihre Anwendungen*, Springer-Verlag, Vienna, Austria (1949).
11. W. Brandt and S. Lundqvist, *Phys. Rev.* **139**, A612 (1965); <https://doi.org/10.1103/PhysRev.139.A612>.
12. A. V. Demura, D. S. Leont'iev, V. S. Lisitsa, and V. A. Shurygin, *JETP* **125**, 663 (2017); <https://doi.org/10.1134/S1063776117090138>.
13. A. V. Demura, M. B. Kadomtsev, V. S. Lisitsa, and V. A. Shurygin, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **48**, 055701 (2015); <https://doi.org/10.1088/0953-4075/48/5/055701>.
14. A. V. Demura, M. B. Kadomtsev, V. S. Lisitsa, and V. A. Shurygin, *JETP Lett.* **98**, 786 (2014); <https://doi.org/10.1134/S0021364013250097>.
15. A. V. Demura, D. S. Leont'ev, V. S. Lisitsa, and V. A. Shurygin, *JETP Lett.* **106**, 429 (2017); <https://doi.org/10.1134/s0021364017190067>.
16. A. V. Demura, D. S. Leontyev, and V. S. Lisitsa, *Probl. At. Sci. Technol. Ser. Thermonucl. Fusion* **45**(1), 42 (2022).
17. E. Fermi and Z. Physik **29**, 315 (1924); <https://doi.org/10.1007/BF03184853>.
18. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields*, 4th ed., Butterworth-Heinemann, Oxford, UK (1975), v. 2.
19. V. V. Ivanov, A. B. Kukushkin, and V. I. Kogan, *Soviet J. Plasma Phys.* **15**, 892 (1989).
20. S. V. Putvinskii, *Alpha particles in tokamaks, Reviews of Plasma Physics*, Springer, N.Y., USA (1993).
21. A. A. Mavrin, and A. V. Demura, *Atoms* **9**, 87 (2021); <https://doi.org/10.3390/atoms9040087>.
22. H.-S. Bosch and G. M. Hale, *Nucl. Fusion* **32**, 611 (1992); <https://doi.org/10.1088/0029-5515/32/4/I07>.
23. T. Pütterich, R. Neu, R. Dux, A. D. Whiteford, M. G. O'Mullane, H. P. Summers, and the ASDEX Upgrade Team, *Nucl. Fusion* **50**, 025012 (2010); <https://doi.org/10.1088/0029-5515/50/2/025012>.
24. A. A. Mavrin, *Plasma Phys. Control. Fusion* **62**, 105023 (2020); <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abab5d>.
25. A. A. Mavrin, *Radiat. Eff. Def. Solids* **173**, 388 (2018); <https://doi.org/10.1080/10420150.2018.1462361>.
26. T. Pütterich, R. Dux, R. Neu et al. (Collaboration), *Plasma Phys. Control. Fusion* **55**, 124036 (2013); <https://doi.org/10.1088/0741-3335/55/12/124036>.
27. C. Angioni, P. Mantica, T. Pütterich et al. (Collaboration), *Nucl. Fusion* **54**, 083028 (2014); <https://doi.org/10.1088/0029-5515/54/8/083028>.
28. A. Huber, S. Brezinsek, V. Huber et al. (Collaboration), *Nucl. Mater. Energy* **25**, 100859 (2020); <https://doi.org/10.1016/j.nme.2020.100859>.
29. S. H. Kim, T. A. Casper, and J. A. Snipes, *Nucl. Fusion* **58**, 056013 (2018); <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aab034>.
30. S. H. Kim, A. R. Polevoi, A. Loarte, S. Yu. Medvedev, and G. T. A. Huijsmans, *Nucl. Fusion* **61**, 076004 (2021); <https://doi.org/10.1088/1741-4326/abf43e>.
31. R. Wenninger, R. Kembleton, C. Bachmann et al. (Collaboration), *Nucl. Fusion* **57**, 016011 (2017); <https://doi.org/10.1088/0029-5515/57/1/016011>.
32. J. Wesson, *Tokamaks*, 3rd ed., Clarendon Press, Oxford, UK (2004).