

УДК 533.9

## ГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ В ПЛАЗМЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ ПУЧКОМ БЫСТРЫХ АТОМОВ

© 2023 г. Е. Д. Длугач<sup>a,\*</sup>, М. Н. Шленский<sup>a,b</sup>, Б. В. Кутеев<sup>a</sup><sup>a</sup> НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия<sup>b</sup> Национальный исследовательский ядерный университет “Московский инженерно-физический институт”, Москва, Россия

\*e-mail: edlougach@gmail.com

Поступила в редакцию 25.05.2023 г.

После доработки 26.06.2023 г.

Принята к публикации 27.06.2023 г.

Термоядерная реакция между быстрыми частицами, поступающими в плазму с нейтральным пучком, и ионами основной плазмы, может стать основным источником нейтронов синтеза в проектируемых установках ТИН (термоядерных источниках нейтронов) на базе токамака. Величина вклада пучка в термоядерный синтез и суммарный выход нейтронов зависят от относительной доли ионов высокой энергии в энергетической функции распределения (ЭФР) ионов. С помощью программного модуля NESTOR ([1], 2022) проведены расчеты распределения интенсивности реакций синтеза в объеме плазмы ТИН с учетом внешнего источника быстрых ионов. Модель инжекции детально воспроизводит пространственно-угловую структуру пучка в сечении порта инжекции, а распределения быстрых ионов в замагниченной плазме рассчитываются с применением классических формул торможения и с учетом трехмерной конфигурации магнитного поля в камере токамака. Рассмотрено влияние различных факторов на генерацию нейтронов синтеза с участием быстрых ионов, анализируется вклад пучка в общий выход термоядерных нейтронов.

*Ключевые слова:* нейтральная инжекция, термоядерный источник нейтронов, ТИН, NESTOR

**DOI:** 10.31857/S0367292123600644, **EDN:** ZWJWSG

### 1. ОСОБЕННОСТИ РЕЖИМОВ В ТИН

Термоядерные источники нейтронов (ТИН) на основе токамака представляют собой привлекательную возможность для решения исследовательских и технологических задач, в частности, они могут быть использованы для испытаний и диагностики материалов и элементов конструкций для будущих ядерных и термоядерных установок [2]. Кроме того, они будут служить источником экспериментальных данных для технологий обращения с ядерными отходами, воспроизводства ядерного топлива и технологий гибридных реакторов [3]. Принципы эффективной генерации нейтронов в установках ТИН и их применение в гибридных устройствах наиболее широко обсуждаются в обзоре [2].

В плазме ТИН высокая плотность мощности термоядерного синтеза может быть получена при относительно низких температурах плазменной мишени (от 5 кэВ), поэтому требования к рабочим параметрам разряда более мягкие по сравнению с “классическими” термоядерными реакторами. Токамак для ТИН может иметь заметно меньшие размеры и требует меньше капитальных

затрат на сооружение [4]. Концепция *двухкомпонентного* токамака [5] предполагает, что энергия разряда поддерживается за счет инжекции нейтрального пучка высокой энергии. Быстрые ионы, доставляемые пучком, вступают в реакции синтеза с ионами основной плазмы в процессе замедления до тепловых скоростей. Такой сценарий позволяет получить высокие значения плотности термоядерного синтеза и, следовательно, выхода нейтронов, при относительно низком коэффициенте усиления введенной мощности  $Q = P_{\text{fus}}/P_{\text{heat}}$  ( $Q \leq 1$ ). Помимо интенсивной генерации нейтронов синтеза (в ТИН это ~50–99% от полного выхода из плазмы), пучок поддерживает в плазме вращение и неиндуктивный ток, который вместе с бутстреп-током обеспечивает стационарный режим работы токамака.

Условия эффективной генерации тока и нейтронов пучком в двухкомпонентном сценарии зависят от распределения плотности и температуры (кинетических профилей) плазмы и конфигурации магнитного поля. Энергия и геометрия инжекции также играют существенную роль при формировании пространственно-углового рас-

пределения (ПУР) быстрых ионов, поэтому есть основания считать, что взаимная настройка пучка и плазмы может стать мощным инструментом управления режимами работы токамака с инжекцией [6].

В данной работе рассмотрено влияние инжекции на скорость термоядерного синтеза и общий выход нейтронов с учетом заданной структуры магнитного поля и профилией давления плазмы. В качестве инструмента анализа используется программный модуль NESTOR [1], который рассчитывает распределение скоростей термоядерного синтеза в объеме плазмы с учетом внешнего источника частиц высокой энергии. Основные ограничения на вводимую с пучком мощность и геометрию инжекции связаны с предельно допустимыми тепловыми нагрузками на стенку камеры токамака. Описанная здесь методика может быть эффективна не только для параметрического анализа рабочих режимов ТИН – аналогичный подход можно применять к анализу практически любой магнитной ловушки с тангенциальной нейтральной инжекцией [7], включая сферические установки [8], а также системы без осевой симметрии.

## 2. МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИНЖЕКЦИИ

Основная идея используемого нами метода оценки потерь и общей эффективности инжекции – моделирование структуры пучка с учетом его реальной геометрии на выходе источника-ускорителя ионов, его нейтрализации и транспортировки в инжекторе, ионизации в плазме и, наконец, релаксации быстрых ионов в плазме до тепловых скоростей. Геометрия ионного пучка на выходе источника-ускорителя представлена набором бимлет (элементарных пучков, выходящих из отверстий электрода, их число – до  $10^9$ ). Пространственная структура бимлет задана расположением отверстий в выходном сечении источника-ускорителя (“заземленного” электрода), каждая бимлета имеет определенную угловую ширину (угол расходимости), а угловые наклоны осей бимлет по горизонтали и вертикали рассчитываются из условий наилучшего прохождения пучка через каналы пучковой линии. От ширины и точности угловой настройки бимлет сильно зависят потери на прямой перехват частиц в длинных и узких каналах инжектора, а значит и передаточная функция (“трансмиссия”) всего тракта инжекции и введенная в плазму нейтральная мощность.

Атомы пучка, прошедшие через порт инжекции в токамак, в объеме плазмы превращаются в быстрые ионы (БИ) и, в случае захвата на пролетные (охватывающие магнитную ось) траектории, замедляются вдоль магнитных силовых линий,

образуя своего рода “канал инжекции”. Вероятности превращения быстрых атомов в ионы и начальное выделение БИ рассчитываются отдельным программным модулем с использованием модели Янев [9], учитывающей различные каналы образования ионов из инжектированных атомов и включающей “каскадное усиление” процессов вследствие многоуровневых процессов взаимодействия пучка с плазмой. В этом случае изменение интенсивности потока атомов вдоль лучевой траектории записывается [9]

$$\frac{dI}{dx} = -n_e \sigma_s I, \quad (1)$$

где  $n_e$  – плотность мишени, а  $\sigma_s$  – эффективное сечение ионизации

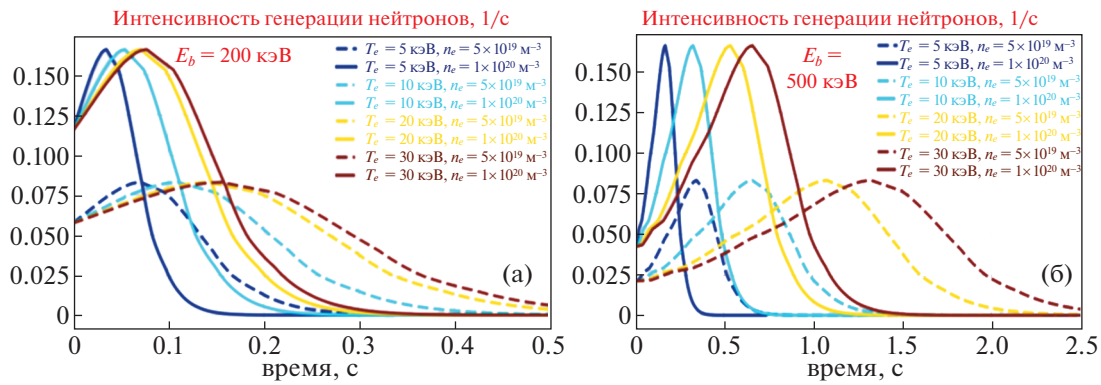
$$\begin{aligned} \sigma_s &= \frac{\langle \sigma_{ie} | \mathbf{v} - \mathbf{V}_b | \rangle}{V_b} + \frac{n_p}{n_e} (\sigma_{ip} + \sigma_{cx}) + \frac{n_z}{n_e} \sigma_z \approx \\ &\approx \frac{\langle \sigma_{ie} V \rangle}{V_b} + \sigma_{ip} + \sigma_{cx} + \frac{n_z}{n_e} \sigma_{iz}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_{ie}$ ,  $\sigma_{ip}$ ,  $\sigma_{iz}$  – сечения ионизации атомов в столкновениях с электронами, ионами водорода и ионами примесей (с зарядом  $Z$ ) соответственно;  $\sigma_{cx}$  – сечение перезарядки на ионах водорода,  $n_p$ ,  $n_z$  – плотности ионов водорода и примесей,  $\mathbf{V}_b$  – скорость пучка, угловые скобки означают усреднение по максвелловскому распределению скоростей электронов.

В рамках нашей модели канал инжекции формируют ионы, образованные из атомов пучка под достаточно малым углом к магнитным силовым линиям, так что их траектории охватывают магнитную ось, т.е. пролетные БИ. “Запертые” БИ тоже принимают участие в реакции синтеза, но при расчете генерации тока и нейтронов от пучка они не учитываются. Начальные потери ионов пучка в плазме и их захват, приводящий к формированию канала инжекции, определяются угловым распределением первичных атомов по отношению к направлению магнитного поля, как было показано в работе [6]. В отличие от работы [6], где основное внимание уделено нейтральной инжекции в сферические (“крутые”) токамаки, в данной работе иллюстрируется применение аналогичной методики оценки эффективности инжекции в плазму с аспектным отношением близким к классическому ( $R/a \sim 3.2$ ), которое предусмотрено в проекте гибридной установки ДЕМО-ТИН [10].

## 3. ТОРМОЖЕНИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ И ФОРМИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Концепция стационарной работы ТИН построена на возможности снизить требования к рабочим параметрам плазмы, магнитному полю и



**Рис. 1.** Скорость реакции синтеза на быстрых ионах дейтерия в тритиевой мишени при их замедлении: энергия пучка  $E_b = 200$  кэВ (а); 500 кэВ (б);  $T_e = 5, 10, 20$  и 30 кэВ,  $n_e = 0.5 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$  (штриховая линия) и  $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$  (сплошная линия).

мощности дополнительного нагрева — за счет инжекции пучков высокой энергии для формирования в плазме значительной популяции БИ. Простые оценки показывают, что в плазме нейтронного источника время торможения быстрых ионов должно превышать время удержания энергии плазмы; это приведет к тому, что вероятность реакции между БИ пучка и тепловыми ионами фона (или “реактивность” БИ в плазме) в несколько десятков раз выше вероятности реакции между ионами самой плазмы. Поэтому интенсивность генерации нейтронов в таком сценарии будет зависеть от относительной доли быстрых ионов в энергетической функции распределения (ЭФР), которая, в свою очередь, определяется условиями торможения БИ в различных радиальных слоях плазмы.

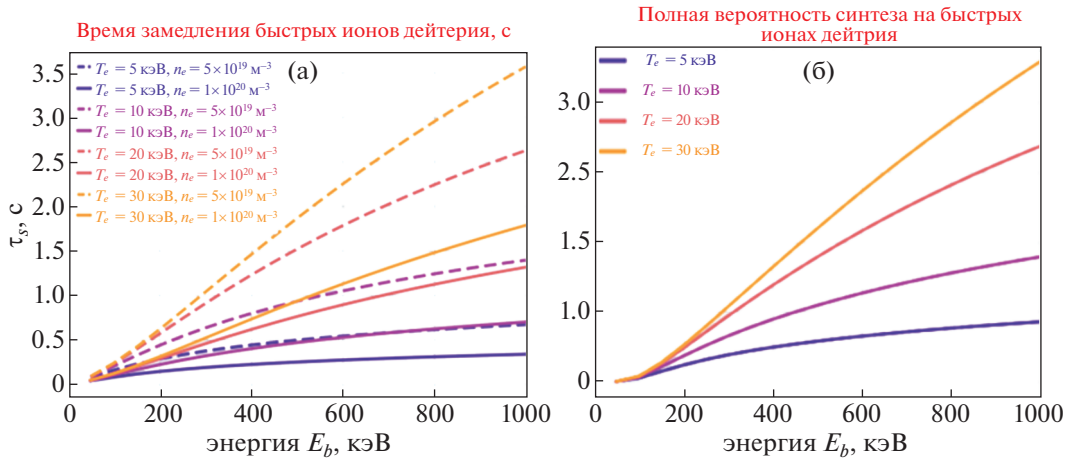
Эффективная генерация термоядерных нейтронов при взаимодействии пучков высокой энергии (выше 100 кэВ) с относительно холодной плазмой возможна не только в токамаках. Например, работа [11] посвящена созданию интенсивных потоков ДТ-нейтронов (14.1 МэВ) в линейных нейтронных генераторах (НГ) — компактных установках, разработанных с целью проведения нейтронных испытаний материалов. Принцип работы НГ — замедление ионного пучка дейтерия с энергией 300 кэВ в плотной тритиевой газовой мишени, в процессе которого быстрые ионы пучка реагируют с ионами мишени. Таким образом можно получать нейтронные потоки уровня до  $\sim 3 \times 10^{17}$  нейтронов  $\cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  (0.68 МВт/м<sup>2</sup>), которые соразмерны уровню облучения материалов первой стенки реактора ДТ-нейтронами. Приведенные в работе [11] профили пространственного распределения нейтронного выхода от пучка в холодной мишени (5–20 эВ) при различных значениях давления газа позволили провести сравнение нашей квазилинейной модели генерации нейтронов с экспериментально верифицирован-

ными профилями для линейных нейтронных генераторов. Здесь это сравнение не приводится, поскольку температуры плазмы ТИН и НГ сильно отличаются (в тысячу раз).

Профили изменения интенсивности синтеза нейтронов во времени при торможении пучка в плазме с параметрами ТИН ( $T_e = 5\text{--}30$  кэВ) показаны на рис. 1 для энергий инжекции  $E_b = 200$  и 500 кэВ и различных параметров плазмы ( $n_e, T_e$ ).

Время замедления БИ определяется обменом энергией в столкновениях с частицами основной плазмы. Классическая теория торможения [12] описывает замедление быстрых ионов до тепловых скоростей, полагая, что БИ замедляются в результате кулоновских столкновений с электронами и ионами плазмы. Применение классической модели торможения БИ возможно, если начальная скорость БИ значительно ниже тепловой скорости электронов и много выше тепловой скорости ионов плазмы ( $v_{Ti} \ll V_b \ll v_{Te}$ ). Пока энергия БИ превышает порог (критическую энергию,  $E_b > E_c$ ), преобладает передача энергии электронам; при понижении энергии ( $E_b < E_c$ ) преобладает нагрев тепловых ионов плазмы. Для типичных энергий инжекции в установке ТИН вероятность термоядерной реакции синтеза между быстрым ионом и ионом фона на порядок выше именно на первой стадии замедления. На этом участке основное торможение БИ происходит на электронах, так что рассеянием, т.е. отклонением иона от первоначального направления, можно пренебречь. Действительно, легко показать, что среднее время столкновений пролетных быстрых ионов (чьи траектории охватывают магнитную ось) с тепловыми ионами фона превышает среднее время их замедления на электронах.

Сила трения в направлении начальной скорости БИ пропорциональна текущей скорости  $V_b$ , так что время замедления быстрых ионов при вы-



**Рис. 2.** Зависимость времени замедления быстрых ионов ( $D^+$ ) от энергии пучка (а); зависимость полной вероятности реакции синтеза от энергии пучка (б);  $T_e = 5, 10, 20,$  и  $30$  кэВ,  $n_e = 0.5 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$  (штриховая линия),  $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$  (сплошная линия).

полнении условия  $V_b \ll v_{Te}$  определяется в основном температурой и концентрацией электронов плазмы. Когда скорость иона сравнивается с тепловой скоростью ионов плазмы ( $V_b \approx v_{Ti}$ ), БИ полагаем “термализованным”, т.е. исключенным из популяции БИ.

В рамках нашей модели основные каналы потерь быстрых ионов включают вылет на первой ларморовской орбите и захват на банановые орбиты. Энергетическая и радиальная диффузия быстрых ионов не учитываются. Резюмируя сказанное, классическая модель торможения рассматривает ионизованные частицы пучка, которые захвачены на благоприятные (пролетные) траектории, и считает их время удержания равным времени торможения БИ до тепловых скоростей.

Скорость быстрого иона при его движении в тороидальном магнитном поле представима в виде суммы двух компонент: параллельная скорость отвечает за азимутальную циркуляцию ионов вокруг главной оси тора, перпендикулярная скорость связана с ларморовским вращением. Для пролетных ионов параллельная составляющая скорости доминирует, и замедление вдоль магнитного поля характеризуется временем  $\tau_s$  [12]

$$\tau_s = \frac{\tau_{se}}{3} \ln \left[ 1 + \left( \frac{E_b}{E_c} \right)^{3/2} \right], \tag{3}$$

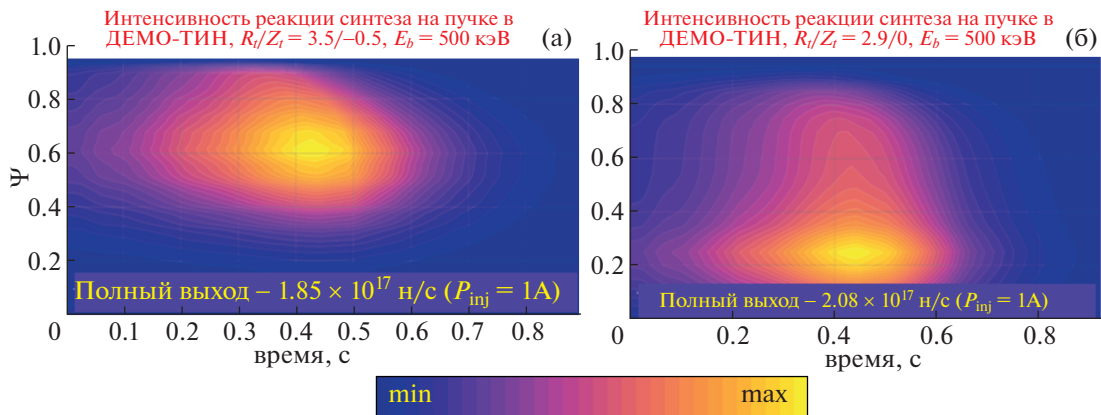
$$E_c = 14.8(A_b/A_i^{2/3})T_e, \tag{4}$$

$$\tau_{se} \sim \frac{A_b T_e^{3/2}}{n_e}, \tag{5}$$

где  $E_b$  – энергия инжекции,  $E_c$  – критическая энергия (при которой скорость передачи энергии электронам и ионам примерно одинакова),  $\tau_{se}$  – характерное время электронных столкновений;  $T_e$  и  $n_e$  – температура и концентрация электронов плазмы,  $A_b$  и  $A_i$  – атомные числа пучковых и тепловых ионов соответственно.

Сечение реакции синтеза (DT) при энергиях  $E \sim 100\text{--}150$  кэВ достигает максимума, поэтому для эффективной генерации нейтронов DT-синтеза начальная энергия ионов пучка ( $D$ ) в плазме ( $T$ ) должна превышать этот уровень. В процессе замедления энергия быстрых ионов снижается, а сила сопротивления в каждый момент времени зависит от локальной плотности и температуры плазмы. Временные зависимости скорости реакции синтеза для ионов D-пучка с начальной энергией (200 и 500 кэВ) показаны на рис. 1, для различных условий торможения ( $n_e, T_e$ ).

Форма зависимостей на рис. 1 хорошо согласуется с профилями эмиссии нейтронов, приведенными в работе [11] для устройств НГ. Когда начальная энергия ионов пучка превышает оптимальный диапазон, интенсивность выгорания БИ (вероятность термоядерной реакции в секунду) растет до тех пор, пока энергия ионов не достигнет оптимума, после чего выгорание непрерывно уменьшается вместе с термализацией иона. Время замедления и пробег иона растут с энергией пучка и электронной температурой (рис. 2а), но суммарная вероятность термоядерной реакции между БИ и тепловыми ионами мишени практически не зависит от плотности мишени, при постоянной температуре плазмы она определяется только начальной энергией пучка, как видно из рис. 2б. Это тоже хорошо согласу-



**Рис. 3.** Изменение скорости термоядерного синтеза (отн. ед.) по радиальным слоям плазмы во времени: внешнеосевое прицеливание пучка (а), внутриосевое прицеливание (б). Пучок дейтронов  $E_b = 500$  кэВ; плазма ДЕМО-ТИН,  $T_e^{max} = 15$  кэВ,  $n_e^{max} = 1 \times 10^{20}$  м<sup>-3</sup>, доля трития  $f_T = 50\%$ .

ется с [11], где показано, что пучок заданной энергии производит примерно одинаковое количество нейтронов при замедлении в бесконечной мишени (если температура меняется слабо), но линейная плотность потока нейтронов (на единицу длины) пропорциональна плотности мишени.

Поскольку плотность и температура плазмы по малому радиусу меняются, временная зависимость скорости реакции (рис. 1) и полная вероятность синтеза на БИ являются функциями радиального слоя (или радиальной метки магнитной поверхности  $\Psi$ ), в котором циркулирует группа захваченных в этом слое БИ. Примеры радиально-временных распределений скорости термоядерного синтеза, рассчитанных для параболических профилей плазмы ( $n_e$ ,  $T_e$ ), показаны на рис. 3.

Из рис. 3а видно, что при внешне-осевом направлении оси инжекции, когда тангенциальная точка смещена наружу от магнитной оси, основная часть ионов пучка выделяется и циркулирует в радиальном канале  $\Psi = 0.5-0.8$ , на который приходится максимум интенсивности реакций синтеза на пучке. В случае внутриосевого прицеливания пучка (внутри магнитной оси) канал инжекции и область максимального выхода нейтронов приходятся на центральные слои плазмы ( $\Psi < 0.35$ ), и интегральный выход нейтронов от пучка повышается, поскольку основная часть быстрых ионов замедляется в более горячих слоях плазмы.

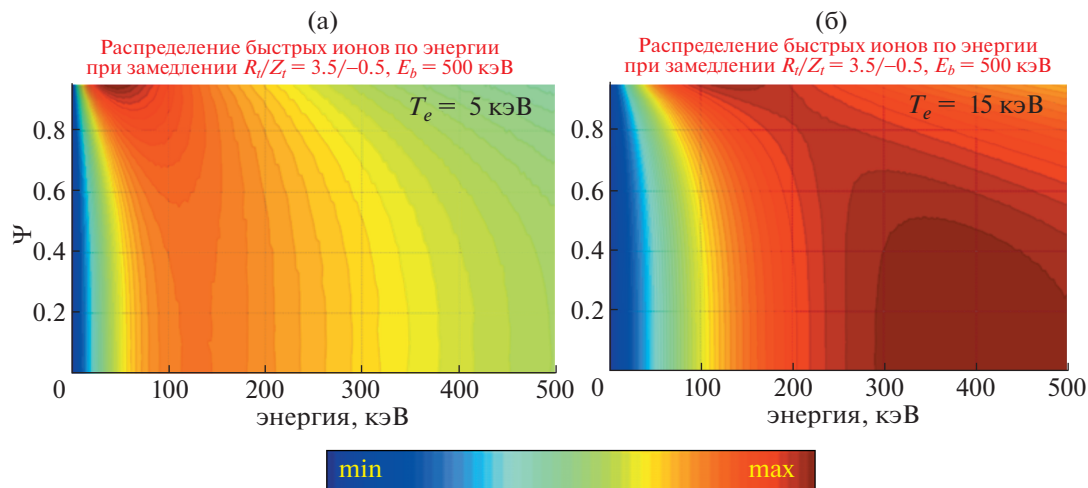
Энергетическое распределение БИ в каждом радиальном слое легко получить из зависимости энергии БИ (соответствующей текущей параллельной скорости) от числа оборотов, пройденных ионом в процессе замедления. Внутри радиального слоя форма профиля ЭФР определяется

отношением энергии пучка к температуре данного слоя ( $E_b/T_e$ ). Примеры энергетических спектров быстрых ионов дейтерия с начальной энергией  $E_b = 500$  кэВ в плазме ДЕМО-ТИН ( $R/a = 3.2/1$ ), приведены на рис. 4 для двух значений температуры плазмы  $T_e$ .

Из рис. 4 видно, что в относительно холодных периферийных слоях плазмы ( $\Psi \rightarrow 1$ ) формируется энергетическое распределение с преобладанием “холодных” ионов ( $E < 100$  кэВ), а в горячих центральных областях ( $\Psi \rightarrow 0$ ) доля “горячих” ионов заметно повышается. Из сравнения рис. 4а и б видно также, что чем выше средняя температура плазмы  $T_e$  и средне-интегральное отношение  $E_b/T_e$  по всем ионам пучка, тем выше относительная доля горячих ионов по всему сечению плазмы. Это должно приводить к значительному росту интенсивности реакции термоядерного синтеза на БИ, из-за выраженного максимума сечения термоядерного синтеза в области оптимального диапазона 100–150 кэВ.

#### 4. ВКЛАД НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ В СИНТЕЗ НЕЙТРОНОВ

В установках ТИН предполагается достижение режимов с высоким вкладом (до 99%) пучка в нейтронный выход из плазмы. Как показано выше, это возможно в тех случаях, когда время циркуляции быстрых ионов превышает времена удержания теплового компонента и энергии плазмы, и вероятность термоядерной реакции на БИ на порядок выше вероятности реакции между тепловыми ионами плазмы. Плазма может иметь относительно низкую температуру на уровне 5–15 кэВ. Выход нейтронов в реакциях ДТ-синтеза между пучком и тепловыми ионами плазмы можно определить, зная численность популяции



**Рис. 4.** Энергетическое распределение (отн. ед.) быстрых ионов в плазме ДЕМО-ТИН ( $R = 3.2$  м,  $a = 1$  м) при  $n_e^{\max} = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ :  $T_e^{\max} = 5$  кэВ (а), 15 кэВ (б).

быстрых ионов, захваченных плазмой, и интеграл вероятности взаимодействия каждой группы БИ с ионами плазмы в процессе торможения.

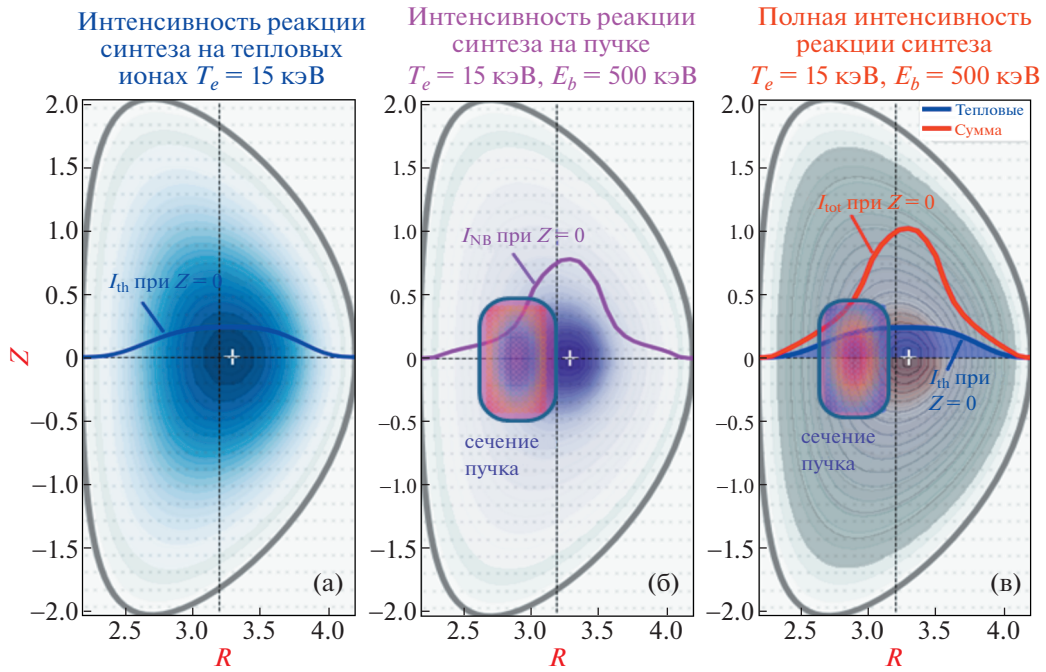
Тогда относительный вклад пучка в генерацию нейтронов синтеза зависит от доли горячих ионов в энергетическом распределении быстрых ионов (рис. 4) и от количественного соотношения популяций быстрых ионов и тепловых ионов плазмы. Поскольку оптимальные условия для протекания реакции синтеза на пучке достигаются при формировании энергетического профиля с преобладанием горячих ионов в диапазоне энергий 100–150 кэВ, то 1) энергия инжектированных атомов должна быть выше  $\sim 150$  кэВ; 2) электронная температура в радиальных слоях захвата БИ должна быть достаточно высокой ( $T_e \geq 5$  кэВ). Поскольку скорость замедления БИ (сила трения) пропорциональна локальной скорости иона, то оптимальный интервал начальных энергий БИ (энергии  $E_b$ ) должен быть напрямую связан с временем замедления, а, следовательно, и с температурой плазмы. Действительно, в работе [5] показано, что при увеличении  $T_e$  оптимальный диапазон  $E_b$  расширяется, причем его левая граница ( $E_{\min}$ ) смещается в сторону больших энергий. Кроме того, ранее нами было показано, что оптимальный выход нейтронов не всегда достигается при тех же условиях, в которых генерация тока БИ максимальна [6].

Радиальные распределения интенсивности реакции синтеза при номинальной температуре  $T_e = 15$  кэВ для плазмы ДЕМО-ТИН показаны на рис. 5: для тепловых ионов плазмы (рис. 5а), для реакции пучков—плазма (рис. 5б), суммарная интенсивность по обоим каналам (рис. 5в).

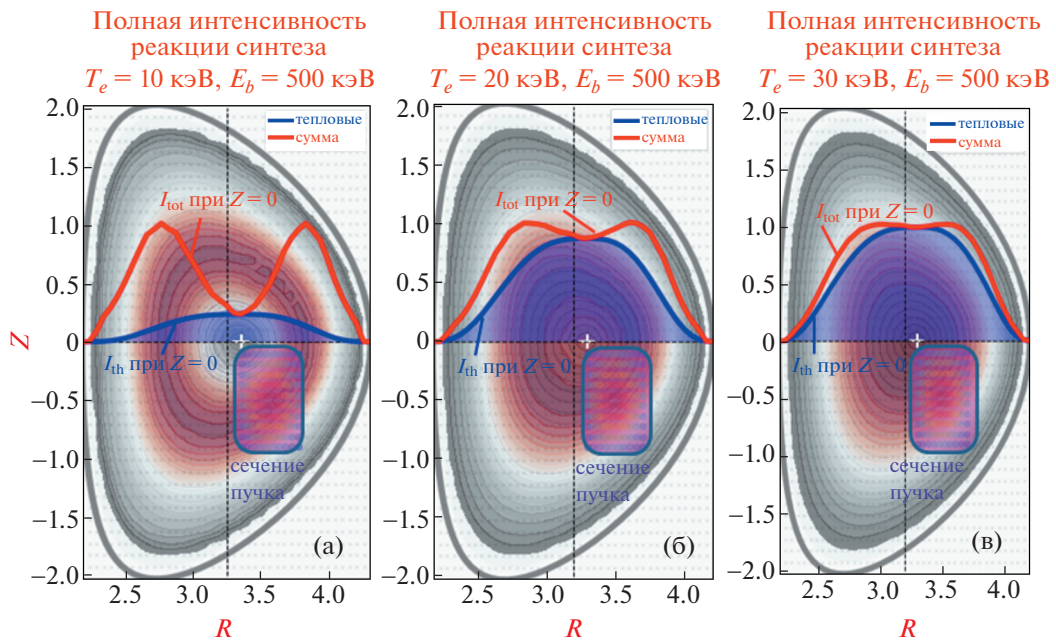
Влияние температуры основной плазмы на изменение соотношения интенсивностей реакции синтеза показано на рис. 6, из которого видно, что вклад реакций от тепловых ионов плазмы существенно возрастает с температурой: от 10% при  $T_e = 10$  кэВ до 80% при  $T_e = 30$  кэВ. При температурах  $T_e > 25$  кэВ вклад пучка в генерацию термоядерных нейтронов в ДЕМО-ТИН незначителен, и форма профиля интенсивности синтеза практически полностью определяется реакцией на тепловых ионах плазмы.

Влияние количественного соотношения популяций быстрых ионов и тепловых ионов плазмы наиболее наглядно из сравнения установок ИТЭР и ДЕМО-ТИН, которые имеют близкие значения мощности  $P_{NB}$ , инжектируемой в плазму в виде нейтральных пучков 33 МВт (ИТЭР) и 30 МВт (ДЕМО-ТИН). На рис. 7 приведена зависимость скорости ДТ-синтеза от температуры. Для обеих установок взяты параболические профили плазмы и доля трития (50%); параметры пучка в ДЕМО-ТИН составляют  $E_b = 500$  кэВ,  $P_{NB} = 30$  МВт, в ИТЭР —  $E_b = 1$  МэВ,  $P_{NB} = 33$  МВт. Вклад инжекции в генерацию нейтронов ДТ-синтеза показан на рис. 8.

Объем плазмы ИТЭР примерно в семь раз превышает объем плазмы в ДЕМО-ТИН, и время удержания тепловой энергии в несколько раз выше времени термализации быстрых ионов [13], поэтому увеличение скорости синтеза за счет инжекции относительно мало. В установках ТИН соотношение времен термализации пучка и удержания энергии основной плазмы обратное — именно поэтому в ТИН возможно достижение стационарных пучково-плазменных режимов с интенсивным производством нейтронов [5].



**Рис. 5.** Профили скорости термоядерного синтеза (отн. ед.) в плазме ДЕМО-ТИН: вклад тепловых ионов плазмы (а); реакции пучок–плазма (б); общая скорость реакций (в). Внутриосевое прицеливание пучка,  $T_e = 15$  кэВ,  $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $E_b = 500$  кэВ,  $f_T = 50\%$ .



**Рис. 6.** Профили скорости термоядерного синтеза (отн. ед.) в плазме ДЕМО-ТИН. Влияние температуры плазмы:  $T_e = 10$  кэВ (а); 20 кэВ (б); 30 кэВ (в). Внешнеосевая инжекция пучка  $R_{inj} = 3.5$  м,  $Z_{inj} = -0.5$  м;  $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $E_b = 500$  кэВ.

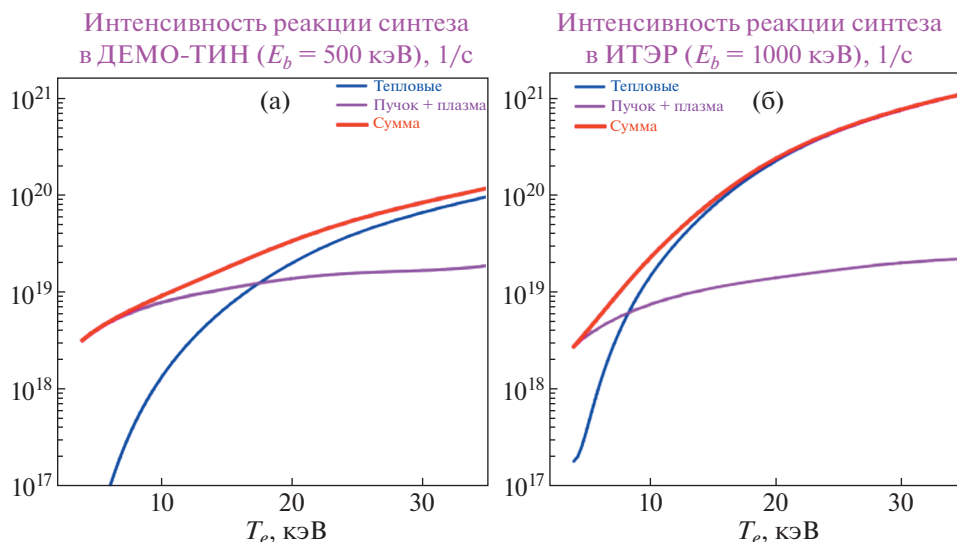


Рис. 7. Зависимость скорости реакции термоядерного синтеза от температуры основной плазмы: ДЕМО-ТИН ( $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $E_b = 500 \text{ кэВ}$ ) (а); ИТЭР ( $n_e = 1.2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $E_b = 1 \text{ МэВ}$ ) (б).

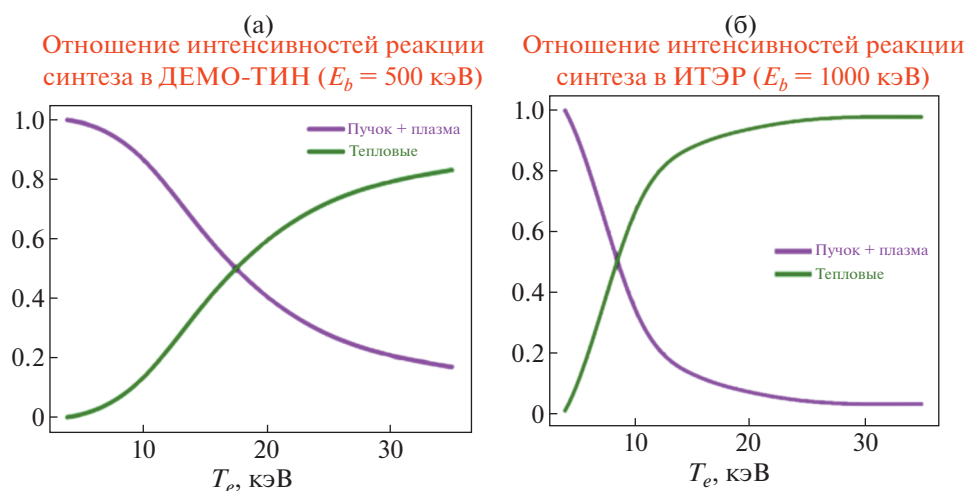


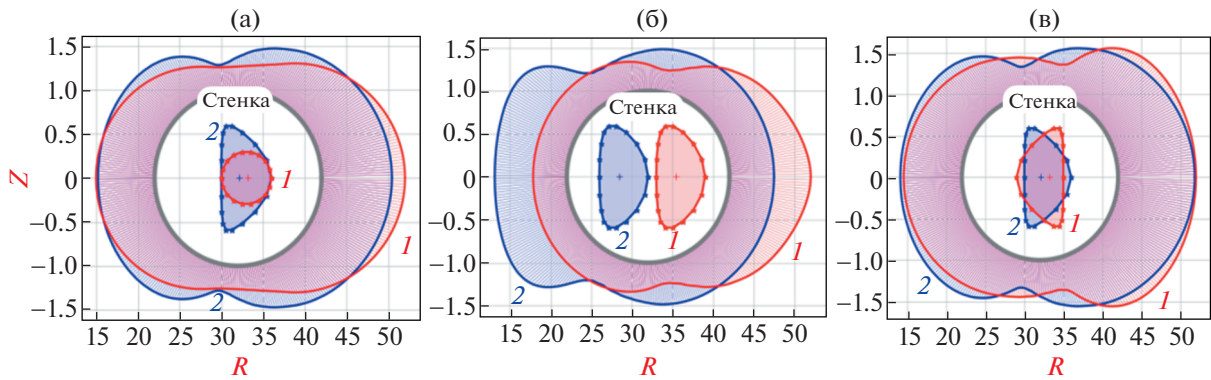
Рис. 8. Вклад инжекции в скорость синтеза в зависимости от температуры плазмы: ДЕМО-ТИН ( $n_e = 1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $E_b = 500 \text{ кэВ}$ ) (а); ИТЭР ( $n_e = 1.2 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $E_b = 1 \text{ МэВ}$ ) (б).

## 5. НЕЙТРОННЫЕ НАГРУЗКИ НА СТЕНКУ КАМЕРЫ

Благодаря высокой эффективности генерации нейтронов в плазме, реакторы на основе ТИН помогут в решении задач наработки ядерного топлива, трития и переработки радиоактивных отходов; они перспективны для разработки новых технологий, практически незаменимы с точки зрения испытаний материалов и конструкций для чистых термоядерных реакторов.

Воздействие нейтронов на элементы конструкции ТИН вызывает в нагрев, радиационные

повреждения, трансмутацию нуклидов, накопление газообразных продуктов – все эти процессы приводят к изменению свойств конструкционных и функциональных материалов, охрупчиванию, разбуханию, разрушению и т.д. В самых сложных условиях находятся компоненты, обращенные к плазме – первая стенка камеры и дивертор, принимающие на себя основную нейтронную нагрузку. При оценке радиационных повреждений наиболее критичны локальные, а не средние значения нейтронных нагрузок, поэтому они служат для определения требований к материалам.



**Рис. 9.** Профили распределения плотности нейтронного потока (отн. ед.) по полоидальному углу в зависимости от формы и положения плазменного шнура (камера круглого сечения) в ДЕМО-ТИН: 1 – плазма круглого сечения, 2 – “реальная” форма (а); 1 – сдвиг плазмы наружу от центра камеры, 2 – сдвиг плазмы внутрь (б); 1 – отрицательная треугольность плазмы, 2 – положительная треугольность плазмы (в).

Распределение плотности потока первичных нейтронов (нейтронов синтеза) на первую стенку камеры зависит от распределения скорости эмиссии нейтронов в объеме плазмы, их углового и энергетического спектров. Рассчитанные профили используются в 3-мерных нейтронно-физических расчетах бланкетов установки на базе ТИН [10, 14]. Профили распределения плотности потока нерассеянных ДТ-нейтронов (14.1 МэВ) по полоидальному углу (на стенке камеры круглого сечения), соответствующие различным формам плазменного сечения и положению оси плазмы в ДЕМО-ТИН, показаны на рис. 9. Для удобства сравнения общая мощность источника нейтронов из плазмы везде нормируется на единицу. Из рис. 9б видно, что соотношение плотности нейтронного потока на внутренней и внешней поверхности камеры сильно зависит от горизонтального положения оси плазмы (шафрановского сдвига), а сама форма сечения плазмы несущественно влияет на величину максимума (рис. 9а, в). При этом среднее значение нейтронной нагрузки по полоидальному углу от нерассеянных ДТ-нейтронов, разумеется, везде сохраняется.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Стационарный источник нейтронов на базе токамака может обеспечить высокую эффективность производства свободных нейтронов (с интенсивностью  $10^{18}$ – $10^{19}$  нейтронов в секунду) при относительно невысоких параметрах плазмы, за счет использования инъекции пучков высокой энергии. Концепция двухкомпонентного токамака предполагает ввод в плазму горячих ионов для стационарного поддержания неиндукционного тока и энергии разряда.

Соотношение скоростей синтеза на быстрых ионах пучка и на тепловых ионах плазмы опреде-

ляется отношением скоростей реакции и долей быстрых ионов в оптимальном диапазоне энергий (100–150 кэВ). При постоянном источнике БИ ( $I_b = \text{const}$ ) доля БИ в энергетическом распределении растет с температурой плазмы  $T_e$ , а оптимальный диапазон энергий инъекции  $E_b$  смещается в сторону более высоких энергий. Поскольку распределение захваченных ионов по радиусу плазмы зависит не только от начальной энергии  $E_b$ , но и от направления инъекции и профиля плотности мишени, то параметры инъекции должны подбираться так, чтобы максимальное число ионов от пучка выделялось в наиболее горячих областях плазмы.

При фиксированном значении энергии пучка ( $E_b = \text{const}$ ) увеличение эквивалентного тока атомов ( $I_b$ ) также увеличивает популяцию БИ в плазме. Таким образом, вкладом пучка в генерацию нейтронов можно управлять с помощью геометрии и тока инъекции, температуры плазмы, а также путем выбора энергии пучка в оптимальном диапазоне, зависящем от  $T_e$ . Для ДЕМО-ТИН ( $T_e = 5$ – $15$  кэВ) оптимальный диапазон энергий для максимального нейтронного выхода соответствует интервалу  $E_b = 150$ – $350$  кэВ.

Для ДЕМО-ТИН выбрана схема внеосевой инъекции с энергией  $E_b = 500$  кэВ (дейтерий). Таким образом, для повышения нейтронного выхода пучка в ДЕМО-ТИН можно было бы изменить геометрию инъекции, например, направить пучок внутрь оси, чтобы ионизация и захват приходились на более горячие центральные области плазмы. Но тогда в результате изменения начального распределения ионов по пичт-углу, захват ионов на пролетные орбиты снизится, время замедления сократится, что неизбежно повлечет за собой ухудшение эффективной генерации тока и синтеза нейтронов. Поэтому задача поиска наи-

лучших условий для выхода нейтронов (равно как и для генерации тока) выходит за рамки определения энергии и тока инжекции (мощность инжекции  $P_b = E_b I_b$ ) для заданного режима. Энергетическое распределение БИ в отдельном радиальном слое плазмы задано отношением энергии инжекции к электронной температуре  $E_b/T_e$ , а распределение быстрых ионов между слоями задается профилем ионизации, который можно настраивать. Это значит, что для максимального выхода нейтронов на пучке необходимо более тонко согласовывать кинетические параметры и геометрию плазмы с энергией и геометрией инжекции.

Чем выше температура плазмы, тем выше выход нейтронов – как от инжекции, так и от основной плазмы. С другой стороны, при температурах выше  $\sim 18$  кэВ в ДЕМО-ТИН (и  $T_e \geq 8$  кэВ в ИТЭР) генерация нейтронов тепловым компонентом плазмы начинает доминировать над синтезом на пучке, поэтому вклад инжекции в производство свободных нейтронов с ростом температуры снижается – и тем заметней, чем ниже доля пучка в общей популяции реагирующих ионов (см. рис. 8).

Анализ показал, что в разряде ТИН с помощью инжекции можно эффективно влиять на радиальный профиль выделения быстрой ионной компоненты и, следовательно, на интенсивность и радиальное распределение эмиссии нейтронов. При относительно низких температурах плазмы ( $\sim 5$ – $15$  кэВ) нейтронный выход в ДЕМО-ТИН может достигать  $\sim 10^{19}$  нейтронов/с (и  $\sim 10^{18}$  нейтронов/с – в более компактном ТИН-СТ [6]).

В 2022 г. разработан специальный программный модуль NESTOR (Neutron Source in TORoid) для расчета распределений скорости термоядерного синтеза в объеме плазмы с учетом внешнего источника частиц высокой энергии. Результаты, полученные кодом NESTOR, подходят для использования в расчетах ядерного баланса и ба-

ланса мощности, при моделировании распределения нейтронных энергетических нагрузок в конструктивных компонентах, наработки трития в гибридных реакторах, а также в других задачах проектирования, не обязательно относящихся к устройствам ТИН.

Авторы признательны рецензентам за доброжелательное отношение и глубокие замечания. Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Длугач Е.Д., Шленский М.Н. Программа для расчета объемного источника термоядерных нейтронов в плазме ТИН “NES-TOR”. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2022610362, Реестр программ для ЭВМ, 11.01.2022.
2. Кутеев Б.В., Гончаров П.Р., Сергеев В.Ю., Хрунынов В.И. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 307.
3. Stacey W.M. // Fusion Eng. Des. 2007. V. 82. P. 11.
4. Kuteev B.V., Goncharov P.R. // Fusion Sci. Technol. 2020. V. 76. P. 836.
5. Jassby D.L. // Nucl. Fusion. 1975. V. 15. P. 453.
6. Длугач Е.Д., Кутеев Б.В. // Физика плазмы. 2022. Т. 48. С. 881.
7. Okano, K. // J. Nucl. Sci. Technol. 1990. V. 27. P. 689.
8. Gryaznevich M., Chuyanov V.A., Takase Y. // Plasma. 2022. V. 5. P. 247.
9. Janev R.K., Boley C.D., Post D.E. // Nucl. Fusion. 1989. V. 29. P. 2125.
10. Shpanskiy Yu.S. and DEMO-FNS Team. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 076014.
11. Kulcinski G.L., Radcliff R.F., Davis A. // Fusion Sci. Technol. 2017. V. 72. P. 248.
12. Wesson J. Tokamaks 4th Edition. – Oxford: Oxford University Press, 2011.
13. ITER Final Design Report (DDD 5.3). Vienna: International Atomic Energy Agency, 2001.
14. Шленский М.Н., Длугач Е.Д., Кутеев Б.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2023. Т. 46. С. 97.