

УДК 533.9

О ВЛИЯНИИ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ НА ГЕНЕРАЦИЮ НЕИНДУКЦИОННОГО ТОКА И ВЫХОД НЕЙТРОНОВ В КОМПАКТНОМ ТОКАМАКЕ

© 2022 г. Е. Д. Длугач^а, *, Б. В. Кутеев^а^а НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

*e-mail: edlougach@gmail.com

Поступила в редакцию 04.06.2022 г.

После доработки 01.07.2022 г.

Принята к публикации 10.07.2022 г.

Для исследования влияния геометрии пучково-плазменных систем на генерацию тока и производство нейтронов в плазме использована эффективная модель, комбинирующая статистическое описание инжектируемого пучка с аналитическими методами расчета траекторий частиц. Результаты расчетов согласуются с классическими моделями взаимодействия нейтральных пучков с плазмой, но наша модель отличается простотой и высокой производительностью, позволяя отслеживать до 10^{12} быстрых ионов в плазме и оперативно оптимизировать параметры установки с учетом геометрии плазмы и пучка. Показано, что размеры и внутренняя угловая структура атомного пучка заметно влияют на захват быстрых ионов в плазме и общую эффективность инъекции, включая генерацию тока и скорость выхода термоядерных нейтронов при взаимодействии быстрых ионов с ионами плазмы. Приведен пример оптимизации параметров инъекции для термоядерного источника нейтронов ТИН-К на базе сферического токамака. В качестве целевых критериев оптимизации выбраны эффективность генерации тока пучком и выход нейтронов в пучково-плазменном синтезе.

Ключевые слова: нейтральная инъекция, инъекция атомов, генерация тока, компактный источник нейтронов, сферический токамак, ТИН, легкая модель пучка, LNB, ВТОР

DOI: 10.31857/S0367292122600558

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к эффективным стационарным источникам термоядерных нейтронов обусловлен возможностью их использования для решения задач ядерной энергетики деления. Концепция компактного термоядерного источника нейтронов (ТИН-К) на основе сферического токамака с большим радиусом плазмы $R = 0.5$ м и стационарной генерацией нейтронов с энергией 14 МэВ до 10^{18} н/с (мощность 2 МВт) изложена в работе [1]. Эта концепция построена на возможности снизить требования к рабочим параметрам плазмы, магнитному полю и мощности дополнительного нагрева — за счет предельной компактности установки и использования инъекции пучков высокой энергии для формирования в плазме популяции быстрых ионов. В проектируемом компактном источнике нейтронов на базе сферического токамака [2] до 99% реакций термоядерного синтеза ожидается от взаимодействия пучка с плазмой [3]. Это позволит поддерживать стационарный режим генерации тока и нейтронов за счет нейтральной инъекции (“пучково-плазменный” режим). Для геометрии плазмы в сферическом

токамаке характерны высокие значения вытянутости и треугольности — это облегчает создание и поддержание необходимого уровня тороидального магнитного поля. В данной работе рассмотрено влияние геометрии пучково-плазменной системы на возможности управления профилем неиндукционного тока и выходом нейтронов в плазме компактного нейтронного источника ТИН-К. С точки зрения физики, сферические токамаки, т.е. установки с малым аспектным отношением, представляют собой предельный случай обычных токамаков, поэтому анализ свойств таких систем способствует более ясному пониманию процессов в классических токамаках с большим аспектным отношением.

При оптимизации параметров нейтральной инъекции для проектируемой установки могут использоваться различные целевые критерии, причем для каждого критерия существует свой оптимальный диапазон в пространстве независимых переменных: одна из таких переменных — энергия инжектируемых частиц. Оптимальные диапазоны для различных критериев оптимизации далеко не всегда пересекаются: например,

интервал энергий для эффективного создания пучка и для эффективной генерации тока в плазме различаются. Целевыми критериями эффективности инъекции могут служить КПД и затраты на производство атомного пучка из ускоренных ионов в инжекторе, максимальная плотность мощности на входе в плазму, эффективность генерации тока в плазме, суммарный ток быстрых ионов (или “ток увлечения”), коэффициент выгорания быстрых ионов, интенсивность нейтронного синтеза, общий выход нейтронов и другие показатели. Кроме того, нейтральная инъекция может влиять на профиль тока плазмы путем генерации внеосевого неиндукционного тока, поэтому возможность управления радиальным профилем плотности тока в плазме также служит одним из критериев выбора параметров установки. Подобные задачи решаются самосогласованно, с помощью численных моделей, описывающих процессы в плазме при инъекции пучков и детально учитывающих все геометрические факторы. Влияние геометрии на режим работы установки в сферических пучково-плазменных системах наиболее выражено, поэтому в данной работе особое внимание уделяется тороидальным эффектам и эффектам конечной толщины инжектируемого пучка.

Для моделирования инъекции в плазму с учетом влияния геометрии системы и тороидальных эффектов используется программный комплекс VTOR (*Beam in TORoids*), созданный и зарегистрированный в НИЦ КИ (2019) [4]. Формирование популяции быстрых ионов и их поведение в плазме моделируется с помощью классической теории торможения [5], что позволяет за несколько секунд получать любые распределения частиц, обрабатывая до 10^{12} траекторий на любом компьютере, и делает процесс оптимизации параметров пучково-плазменной системы гибким и легко интерпретируемым. Сравнение с аналогичными расчетами с помощью кода ASTRA [6] показало хорошее совпадение результатов VTOR как по доле захваченных ионов пучка, так и по генерации тока увлечения, хотя в ряде случаев фиксировалось занижение плотности тока вблизи оси плазмы по сравнению с кодом ASTRA [4].

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ

Поскольку термоядерный синтез между быстрыми ионами пучка и тепловыми ионами плазмы должен стать основным источником нейтронов в плазме ТИН-К, энергетическая функция распределения (ЭФР) быстрой ионной компоненты в плазме должна иметь достаточную долю ионов с большой длиной пробега, успевающих с наибольшей вероятностью вступить в реакцию синтеза с плазмой в процессе своего торможения до тепло-

вых скоростей. Чтобы доля таких быстрых ионов была максимальна, по всему сечению пучка должна быть обеспечена эффективная ионизация атомов и захват быстрых ионов на пролетные траектории, охватывающие магнитную ось установки. Допустимые диапазоны энергий атомов и плотности плазменной мишени ограничены не только физическими параметрами равновесия и устойчивости, но и инженерными аспектами: например, снижением риска перегрева первой стенки вакуумной камеры за счет сквозных потерь.

На рис. 1 показаны энергетические распределения быстрых ионов от пучка дейтерия, которые построены с помощью модели замедления в коде VTOR для двух значений нормализованной энергии пучка E_b/T_e , при плотности плазмы $1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Для построения суммарного ЭФР, вся популяция быстрых ионов, выделенных в плазме при инъекции пучка, разбивается на группы по радиальным слоям плазмы. Радиальные слои задаются координатой ($\psi = 0-1$), соответствующей нормализованному полоидальному магнитному потоку внутри равновесной магнитной поверхности (РМП) – или “метке” РМП. На рис. 1 тонкие цветные линии соответствуют ЭФР отдельных радиальных групп ионов в зависимости от метки РМП, черным цветом показано интегральное по сечению плазмы распределение ионов по энергии с учетом веса каждой группы в начальном профиле ионизации. При тангенциальной инъекции пучка каждый из лучей, составляющих пучок, пересекает различные тороидальные радиальные слои плазмы 2 или 4 раза. Даже для простейшей модели инъекции в виде одного луча (тонкого атомного пучка) начальный профиль выделения ионов по радиальным слоям плазмы получается довольно сложным: он сильно зависит от энергии атомов, от угла прицеливания и профиля плотности мишени. При переходе к реальной геометрии пучка (до 10^9 лучей) форма профиля начального выделения ионов кардинально отличается от профиля ионизации тонкого пучка, как будет показано в следующих разделах. Форма энергетического распределения ионов при торможении в каждом радиальном слое зависит главным образом от отношения начальной энергии ионов к температуре слоя. Поэтому профили ЭФР в зависимости от радиуса циркуляции ионов сильно различаются: выраженный максимум при низких энергиях, т.е. высокая доля холодных ионов, наблюдается для групп ионов, циркулирующих на периферии ($\psi \approx 0.7-1$), а монотонное возрастание ЭФР с высокой относительной долей горячих ионов характерно для внутренних, более нагретых слоев плазмы. Снижение температуры плазмы (T_e) при постоянной энергии пучка уменьшает относи-

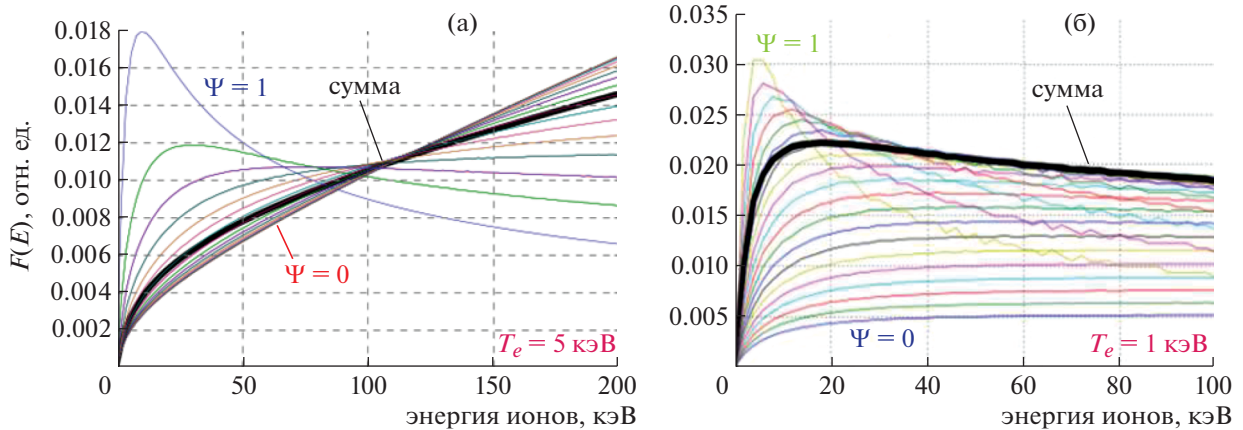


Рис. 1. Распределение быстрых ионов по энергиям (ЭФР) от тонкого пучка атомов дейтерия, инжектированного по большому радиусу токамака ТИН-К ($R_t = 0.5\text{ м}$, $Z_t = 0$) при плотности плазмы $n_e = 1 \times 10^{20}\text{ м}^{-3}$: (а) энергия пучка $E_b = 200\text{ кэВ}$, температура плазмы $T_e = 5\text{ кэВ}$; (б) $E_b = 100\text{ кэВ}$, $T_e = 1\text{ кэВ}$. Тонкие цветные линии соответствуют ЭФР отдельных групп ионов в зависимости от радиального слоя ψ : на оси плазмы $\psi = 0$, на границе $\psi = 1$ (последняя замкнутая магнитная поверхность, или сепаратриса). Черная линия соответствует интегральному распределению ионов по энергии по всему сечению плазмы.

тельную долю быстрых частиц в интегральном распределении быстрых ионов, и это хорошо согласуется с рис. 1.3.2 из [5].

3. ГЕНЕРАЦИЯ НЕИНДУКЦИОННОГО ТОКА ПУЧКОМ АТОМОВ

В токамаке с малым аспектным отношением геометрические свойства пучка, включая размеры, форму и внутреннюю угловую структуру, в сочетании с тороидальными эффектами наиболее существенно влияют на распределение захвата быстрых ионов по радиусу плазмы. Инжектируемый пучок состоит из большого массива элементарных пучков, или “бимлет”: в инжекторе ТИН-К 400 бимлет, в соответствии с конструкцией сеток-электродов ионно-оптической системы (ИОС), которая состоит из 5 секций по вертикали. Каждая бимлета описывается нормальным распределением тока по углу относительно своей оси (“би-гауссов” профиль). Внутренняя структура пучка иллюстрируется на рис. 2 в виде фазовых диаграмм: в выходном сечении ИОС (рис. 2а) и на входе в плазму (рис. 2б). Для наглядности на рисунке показан не весь ансамбль частиц, а только малая случайная выборка. Статистические данные для всего ансамбля атомов на входе в плазму используются кодом ВТОР, который выполняет трассировку каждого атома в плазме, последовательно рассчитывает источник ионов и их дальнейший захват плазмой, торможение каждой группы ионов, генерацию тока и нейтронов синтеза.

Расчеты ВТОР показывают, что радиальные профили тока и генерации нейтронов могут раз-

личаться в несколько раз для нейтральных пучков при одинаковой энергии и мощности, но при различной форме пучков. Примеры начального радиального выделения ионов при инжекции показаны на рис. 3а и 3б — для пучков различного поперечного сечения с энергией $E_b = 100\text{ кэВ/нуклон}$.

Длина пробега иона в плазме и создаваемый им ток пропорциональны времени торможения иона в плазме (τ_s). Поэтому наилучшие условия для генерации тока достигаются при повышении температуры и снижении плотности плазменной мишени, хотя снижение плотности ограничено минимально допустимым захватом пучка и максимальным уровнем нагрузки на стенку камеры. На рис. 4 показано влияние энергии пучка на профиль эффективного времени торможения ионов (τ_s) по радиусу, а также на радиальные профили ионизации и генерации тока. Видно, что общий коэффициент усиления тока быстрых ионов (за счет их циркуляции в тороидальном направлении в процессе торможения) зависит от их начальной энергии и радиального профиля времени торможения τ_s .

При расчете генерации тока увлечения от пучка необходимо учитывать также начальные потери быстрых ионов на орбитах — вследствие слабого магнитного поля на периферии, а также обусловленные захватом ионов на запертые траектории (“банановые” орбиты), не охватывающие магнитную ось. Доля этих потерь сильно зависит от питч-угла выделенных ионов (точнее, от косинуса угла между вектором скорости иона и направлением магнитного поля). Для сферических токамаков доля орбитальных потерь может достигать 75%.

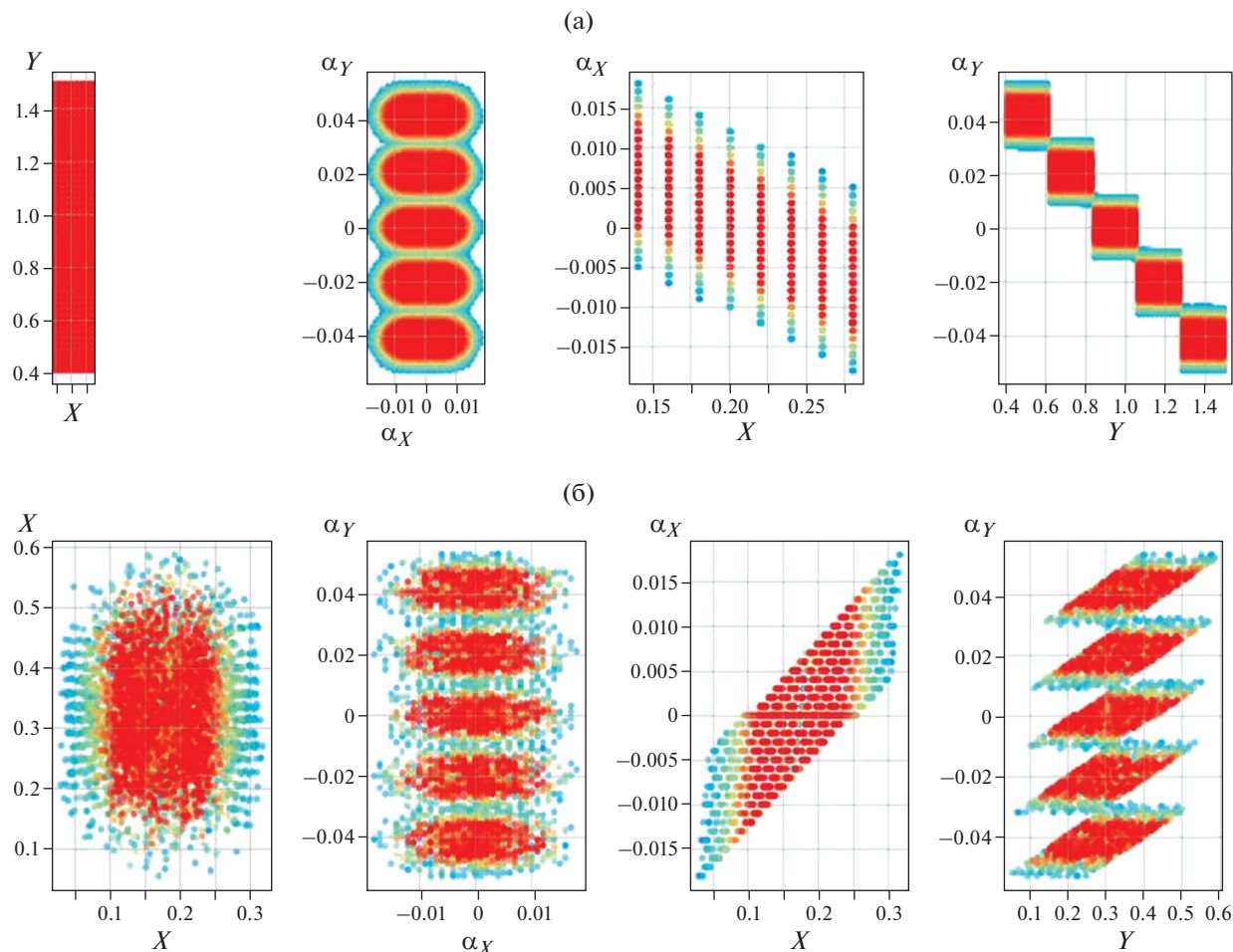


Рис. 2. Фазовые диаграммы пучка, используемые кодом ВТОР: (а) на выходе из ионного источника-ускорителя (одна секция по горизонтали, 5 секций по вертикали), (б) тот же пучок на входе в плазму; слева–направо: (X, Y) , (α_x, α_y) , (X, α_x) , (Y, α_y) , где X, Y – горизонтальная и вертикальная координаты поперек оси инжекции, α_x, α_y – горизонтальный и вертикальный углы вектора скорости атома относительно оси инжекции.

Энергия ионов, образующихся при инжекции пучка в токамак ГИН-К, составляет 100–150 кэВ; ларморовский радиус иона со стороны слабого магнитного поля измеряется несколькими сантиметрами, поэтому ионы с малым значением косинуса питч-угла, вылетают из плазмы сразу, на первом обороте ларморовской орбиты. Когда доля таких ионов высока, эффективность доставки мощности в плазму и генерация тока от пучка заметно снижаются. Зная распределение магнитного поля по радиусу, легко рассчитать минимальное (критическое), значение косинуса питч-угла, которое обеспечивает захват иона заданной энергии внутри плазмы, т.е. в пределах последней замкнутой магнитной поверхности, и далее оценить долю вылетевших ионов. Аналогичным образом, зная пробочное отношение на каждой равновесной магнитной поверхности ($\Pi = B_{\max}/B_{\min}$), можно рассчитать граничный питч-угол и долю быстрых ионов, захваченных на за-

пертые траектории (“бананы”). Ионы, образованные от пучка, имеющие косинус питч-угла меньше критического, попадают в т.н. “внешний конус потерь” быстрых ионов в тороидальной магнитной ловушке, а ионы с более высоким косинусом питч-угла захватываются на “пролетные” траектории, охватывающие магнитную ось установки. Ионы, запертые на банановых орбитах, как и вылетевшие на первом ларморе, далее считаются не участвующими в циркуляции тока, хотя и могут вносить определенный вклад в генерацию нейтронов термоядерного синтеза.

Для быстрых оценок орбитальных потерь ионов в ВТОР, начальное распределение источника ионов по радиальным слоям координате (ψ) и питч-углу накладывается на диаграмму потерь быстрых ионов (рис. 3в), которая с помощью способа, описанного выше, строится для заданной магнитной конфигурации плазмы.

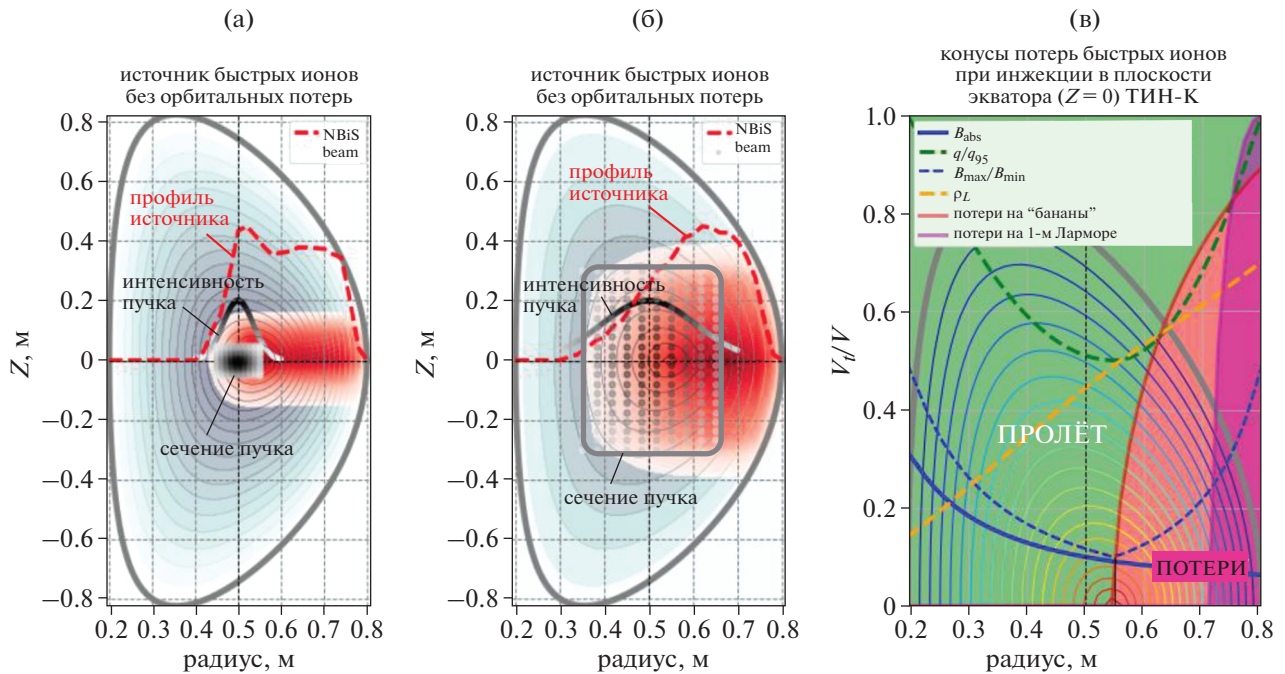


Рис. 3. Профили распределения скорости ионизации пучка атомов ($E_b = 200$ кэВ) по сечению плазмы в ТИН-К: (а) – тонкий пучок дейтерия с сечением 10×10 см², (б) – толстый пучок с сечением 30×60 см; (в) – диаграмма начальных орбитальных потерь ионов в зависимости от питч-угла для пучка с энергией $E_b = 200$ кэВ и магнитного поля на оси 1.5Т: красная область – конус захвата ионов на запертые (банановые) орбиты, фиолетовая область – конус вылета на первом радиусе Лармора. Также показаны: профиль абсолютной величины магнитного поля по радиусу плазмы (синяя сплошная кривая), пробочное отношение в радиальных слоях (синий пунктир), профиль ларморовского радиуса ионов с $E_b = 200$ кэВ (желтая кривая).

4. СРАВНЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ИСТОЧНИКА ИОНОВ И ГЕНЕРАЦИИ ТОКА С ДРУГИМИ РАСЧЕТАМИ

С целью обоснования легких моделей кода VTOR и доказательства возможности его применения для анализа генерации неиндукционного тока, были проведены параметрические расчеты ионизации пучка и профилей генерации тока увлечения для токамака Т-15МД. Расчеты проводились для различных значений плотности плазмы, построены зависимости доли захвата пучка плазмой, величины сквозных потерь и генерируемого тока. Сравнение результатов с аналогичными расчетами, ранее выполненными с помощью кода ASTRA, приведено в работе [4]. Хорошее совпадение результатов (отклонение составило менее 10%), несмотря на очевидную простоту “легкой” модели пучка (*LNB, lite neutral beam*), позволяет применять ее в тех случаях, когда параметрическое исследование пучково-плазменной системы сложными инструментами оказывается более затратным. Отметим, что, благодаря комбинации аналитических методов расчета и современных методов потоковой обработки больших данных, код VTOR не только имеет высокую про-

изводительность, но и позволяет легко воспроизводить и интерпретировать результаты.

Для конфигурации и рабочих параметров токамака EAST [7], с помощью кода VTOR рассчитано начальное распределение источника ионов и профили генерации тока от пучков дейтерия с энергией 60, 65 и 70 кэВ. Параметры плазмы и геометрия инжекции, используемая в расчетах, соответствуют актуальным данным, опубликованным в 2021 году [8]. Результаты показаны на рис. 5. Сравнение радиальных профилей распределения быстрых ионов и генерации тока, рассчитанные кодом VTOR, с профилями, полученными с применением кодов ONETWO/NUBEAM [9, 10] и приведенными в работе [8] (рис. 4), позволяет сделать следующие выводы. Распределение ионов по VTOR практически повторяет форму профиля, рассчитанного кодами ONETWO/NUBEAM, но локальный минимум вблизи оси плазмы более выражен. Эта особенность (провал на оси плазмы) наблюдалась также в расчетах VTOR для Т-15МД [4]. Остальные небольшие отличия можно объяснить тем, что профили выделения ионов в [8] рассчитаны для комбинации двух пучков, у которых геометрия прицела немного различается. Кроме того, отмечая

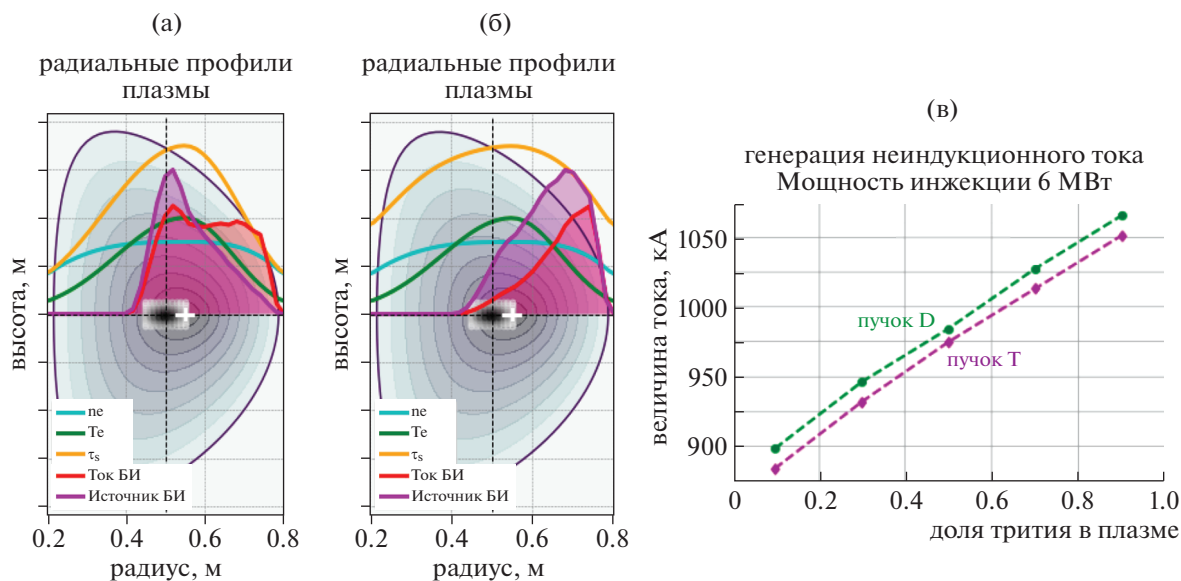


Рис. 4. Радиальные профили плазмы (температура T_e , плотность n_e), время торможения ионов (τ_s), интенсивность ионного источника (NBIS) и усиление тока (NBCD) в токамаке ТИН-К для тонкого пучка дейтерия: $E_b = 200$ кэВ (а) и $E_b = 50$ кэВ (б); зависимость полного тока увлечения для пучка дейтерия (140 кэВ) и пучка трития (200 кэВ) от доли тритиевого компонента в плазме (D + T) при инжектированной мощности 6 МВт (в).

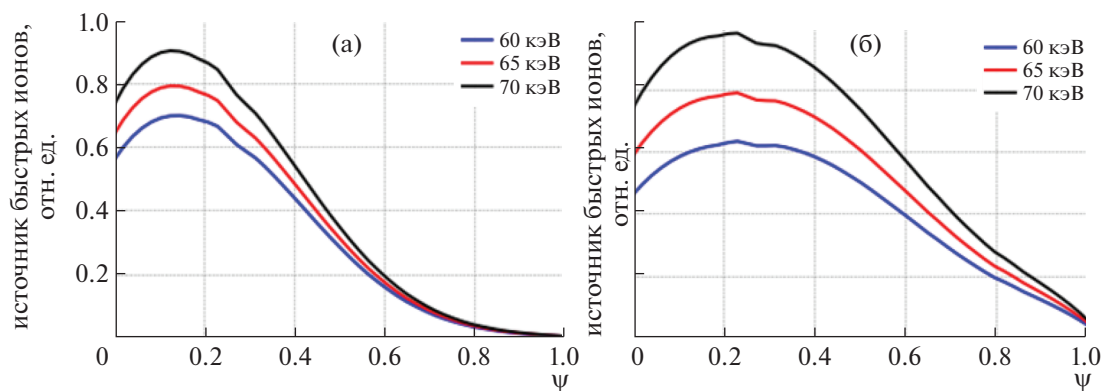


Рис. 5. Радиальные профили (по ψ) интенсивности ионизации (а) и плотности тока быстрых ионов (б) в плазме токамака EAST. Энергия пучка $E_b = 60$ кэВ, 65 кэВ, 70 кэВ. Мощность инжекции $P_b = 4.68$ МВт, 5.72 МВт и 6.92 МВт соответственно.

сильное влияние профиля плотности плазмы на распределение ионов, авторы [8] приводят только среднее значение плотности, поэтому форма профиля плотности для расчетов ВТОР взята из других публикаций по моделированию для токамака EAST.

5. ГЕНЕРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ СИНТЕЗА НА БЫСТРЫХ ИОНАХ

В нейтронном источнике ТИН-К до 99% генерации нейтронов в плазме приходится на быстрые ионы пучка, и только около 1% на тепловые

ионы плазмы. По распределению быстрых ионов в плазменно-пучковом режиме (рис. 1) можно оценить относительное движение компонент плазмы и рассчитать распределение скоростей термоядерного синтеза между ними. Для нейтронного источника на базе токамака время торможения быстрых ионов обычно превосходит время удержания энергии плазмы, а вероятность реакции между быстрым ионом пучка и ионами фона (т.н. “реактивность” быстрого иона) значительно выше, по сравнению с вероятностью синтеза между парой тепловых ионов плазмы.

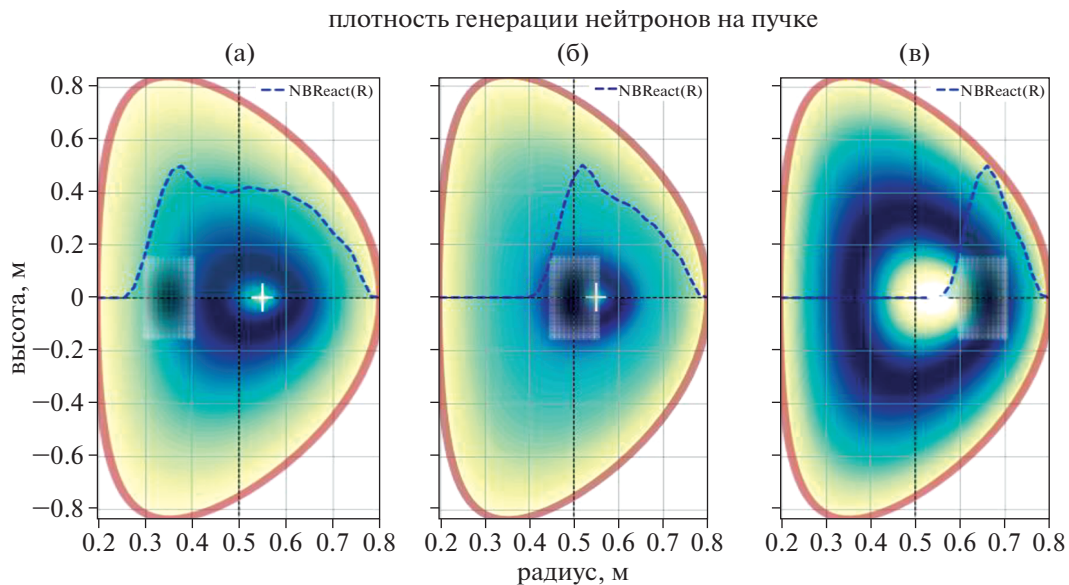


Рис. 6. Распределение интенсивности источника нейтронов по сечению плазмы при энергии пучка дейтерия 200 кэВ при различном радиусе ввода пучка: $R_t = R_0 - 0.5a$ (а), $R_t = R_0$ (б), $R_t = R_0 + 0.5a$ (в).

Скорость генерации нейтронов в пучково-плазменном синтезе определяется относительной долей быстрых ионов в ЭФР, их распределением по времени торможения и плотностью тепловых ионов мишени (тепловые ионы трития для дейтериевого пучка, для тритиевого — ионы дейтерия). Отметим, что наилучшие условия для генерации тока и для синтеза на пучке достигаются на различных интервалах рабочих параметров.

Распределение плотности источника нейтронов от пучка дейтерия 200 кэВ в зависимости от радиуса тангенциального прицела оси пучка (R_t) показано на рис. 6. Из рисунка видно, что относительно равномерный по сечению плазмы профиль интенсивности генерации нейтронов для заданной энергии пучка возможен при внутриосевой инжекции (рис. 6а), т.е. когда точка тангенциального прицела оси пучка лежит внутри радиуса магнитной оси плазмы. При осевой инжекции (рис. 6б) основная генерация нейтронов приходится на внутренние слои плазмы. При внешне-осевой инжекции (рис. 6в) практически все нейтроны от пучка выделяются в кольцевом слое ближе к периферии плазмы.

Если пучок атомов создается в инжекторе с помощью ускорения положительных ионов и их последующей нейтрализации на газовой мишени [12], то на входе в плазму энергетический состав пучка представляет собой 3 фракции атомов: E_0 (полная энергия), $E_{1/2}$ (половина полной энергии), $E_{1/3}$ (треть полной энергии). При энергиях ионов менее 100 кэВ сечение термоядерной реакции быстро убывает с уменьшением энергии, по-

этому удельный выход нейтронов от такого составного пучка (на 1 МВт мощности инжекции) существенно ниже, по сравнению с пучком полной энергии ($E_b = E_0$). Эффект конечной толщины пучка также приводит к снижению ожидаемого выхода нейтронов на 1 МВт инжектируемой мощности, из-за снижения среднего времени торможения быстрых ионов. Влияние обоих факторов — энергетического состава и конечной толщины пучка — на выход нейтронов в реакциях пучок—плазма показано на рис. 7, где приведены зависимости полного нейтронного выхода от пучков дейтерия (D) или трития (T) от доли тритиевого компонента в плазме ТИН-К. На рис. 7 для каждого пучков (D или T) показаны 3 опции: моноэнергетический тонкий пучок ($E_b = E_0$), моноэнергетический пучок прямоугольного сечения $0.3 \times 0.6 \text{ м}^2$ (при $E_b = E_0$) и составной пучок реальной геометрии $0.3 \times 0.6 \text{ м}^2$ при соотношении фракций $E_0/E_{1/2}/E_{1/3} = 0.6/0.23/0.18$. Хорошо видно, что конечная толщина пучка и энергетический состав снижают ожидаемый полный выход нейтронов из плазмы в два раза по сравнению с тонким моноэнергетическим пучком.

6. ОПТИМАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ В ПЛАЗМУ ТИН-К

В качестве начальных критериев для оптимизации параметров нейтральной инжекции для токамака ТИН-К можно выбрать эффективность генерации тока в плазме и нейтронный выход в реакциях пучково-плазменного синтеза.

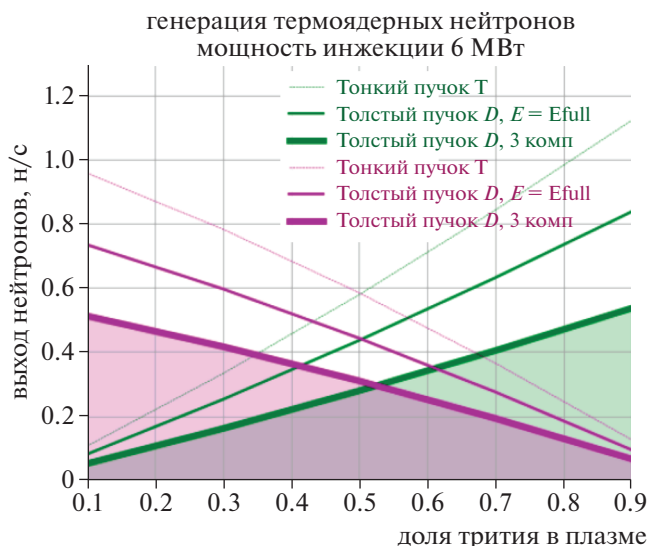


Рис. 7. Влияние конечной толщины пучка и его энергетического спектра на выход нейтронов в зависимости от доли трития в плазме: дейтериевый пучок (140 кэВ) показан зеленым цветом, тритиевый пучок (200 кэВ) – фиолетовым. Соотношение энергетических фракций в пучке: $E_0/E_{1/2}/E_{1/3} = 0.6/0.23/0.18$. Тонкие линии соответствуют тонкому моноэнергетическому пучку ($E_b = E_0$), жирные линии – пучку реальной геометрии и энергетического состава.

Считается [11], что наилучший результат генерации тока увлечения пучком атомов достигается, когда неиндукционный ток сосредоточен в месте максимальной параллельности лучей пучка силовым линиям магнитного поля. Наш анализ в целом подтверждает этот вывод, но, согласно на-

шим оценкам, оптимальная геометрия тангенциального ввода пучка в большей степени должна зависеть от энергии атомов и глубины их проникновения в плазму, а точнее, от радиального слоя выделения основной части быстрых ионов. Получается, что пучок с энергией от 150 кэВ и выше более эффективен для генерации тока и нейтронов в плотной плазме ТИН-К, т.к. в основном выделяется вблизи оси плазмы, где пробег ионов максимален. Однако создание такого пучка имеет низкое КПД при выбранной схеме инжектора [12].

Из табл. 1 следует, что эффективность осевой инъекции (радиус ввода $R_i = R_0$) при энергии пучка 150 кэВ максимальна как для генерации тока, так и для производства нейтронов. При более низких энергиях атомов или при повышении плотности плазмы основной захват ионов происходит ближе к периферии плазмы. В этом случае начальные орбитальные потери захваченных ионов снижают эффективность генерации тока в несколько раз (на 75% при энергии атомов $E_b = 25$ кэВ). Тогда выгоднее направлять пучок наружу от оси плазмы, т.к. это позволит снизить потери быстрых ионов путем увеличения начального косинуса питч-угла. С другой стороны, по критерию максимального выхода нейтронов, для выбранного диапазона энергий инъекции, лучше всего вводить пучок с внутренней стороны от оси плазмы. Это объясняется влиянием оптической толщины плазменной мишени как на глубину проникновения атомов, так и на интенсивность реакций синтеза на быстрых ионах в единицу времени. Поэтому оптимальная хорда инъекции для производства нейтронов соответствует более глу-

Таблица 1. Потери и эффективность быстрого пучка атомов в плазме ТИН-К $B_0 = 1.5$ Т, $T_e = 5$ кэВ, $n_e = 10^{20}$ м⁻³, сечение пучка 0.1×0.3 м

Радиус прицела, м	Сквозные потери, %	Потери ионов на орбитах, %	Ток увлечения ($P_{inj} = 1$ МВт), кА	Выход нейтронов ($P_{inj} = 1$ МВт), н/с
Энергия атомов $E_b = 150$ кэВ				
0.35	1.6	42	134	1.06×10^{17}
0.5	2.8	29	170	1.07×10^{17}
0.65	9.4	12	151	8.3×10^{16}
Энергия атомов $E_b = 100$ кэВ				
0.35	0.32	51	88	5.75×10^{16}
0.5	0.7	36	126	5.71×10^{16}
0.65	3.9	14	140	4.66×10^{16}
Энергия атомов $E_b = 50$ кэВ				
0.35	10^{-4}	73	28	7.1×10^{15}
0.5	0.01	56	50	6.9×10^{15}
0.65	0.3	20	96	6.2×10^{15}

бокому проникновению пучка, хотя ток увлечения в этом случае может снижаться до 3 раз из-за отсека части ионов по критерию орбитальных потерь.

Влияние изменения параметров плазмы и геометрии ввода пучка на нейтронный выход менее заметно, по сравнению с высокой чувствительностью генерации тока к этим же параметрам. Это объясняется тем, что полная реактивность иона на всем пути торможения (т.н. “выгорание”, или кумулятивная вероятность синтеза до его “остановки”) в бесконечной плазменной мишени не должна зависеть от плотности плазмы. Поэтому полный интеграл вероятности синтеза по времени торможения для ионов одинаковой начальной энергии практически постоянен, если выполняется условие $E_b/T_e \gg 1$. Оптическая толщина мишени, пробегаемая ионом за единицу времени, при параболическом профиле плотности плазмы меняется незначительно, особенно вблизи оси плазменного шнура. Поэтому полный нейтронный выход от пучка высокой энергии ($E_b/T_e \gg 1$) в большей степени должен зависеть от его энергии и средней плотности плазмы, чем от формы профилей плазмы и геометрии ввода. Тороидальные эффекты вносят вклад в изменение средней скорости иона при замедлении, но если считать, что циркулирующие на запертых орбитах быстрые ионы могут участвовать в реакциях синтеза и производить нейтроны, то при выделении быстрых ионов пучка во внешнем слое плазмы нейтронный выход снижается примерно на 20%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для компактного источника нейтронов на базе сферического токамака ТИН-К проведен анализ влияния конечной толщины и геометрии ввода нейтрального пучка на распределение источника ионов в плазме, их захват на пролетные орбиты, генерацию тока увлечения и нейтронный выход в плазменно-пучковом режиме работы. Выбор параметров нейтральной инжекции учитывает конфигурацию магнитного поля в плазме и пространственно-угловую структуру пучка. Показа-

но, что оптимальная геометрия инжекции зависит от энергии инжектируемых атомов, и для различных критериев эффективности инжекции оптимальные интервалы параметров в общем случае не совпадают: оптимальные радиусы тангенциального ввода пучка для генерации тока и для эмиссии термоядерных нейтронов находятся по разные стороны от магнитной оси установки.

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кутеев Б.В., Гончаров П.Р., Сергеев В.Ю., Хрунынов В.И. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 4. С. 307.
2. Голиков А.А., Кутеев Б.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2010. Вып. 2. С. 50.
3. Гончаров П.Р., Кутеев Б.В., Голиков А.А., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р., Шпанский Ю.С., Сергеев В.Ю., Быков А.С., Грязневич М.П. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2011. Вып. 2. С. 36.
4. Длугач Е.Д., Кутеев Б.В., Ананьев С.С. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2021. Т. 44. Вып. 4. С. 63.
5. Wesson J. Tokamaks 4th Edition. Oxford: Oxford University Press, 2011.
6. Препринт: Pereverzev G.V., Yushmanov P.N. Preprint IPP 5/98. Garching. Germany. 2002.
7. Li Hao, Wu Bin, Wang Jinfang, Wang Ji and Hu Chundong // Plasma Science & Technology. 2015. 17 10–3
8. Ji Wang, Jiale Chen, BinWu, Yuqing Chen, Zhen Yang, Chundong Hu, Yuanlai Xie, Yahong Xie and Xuexi Zhang // Phys. Scr. 96 (2021) 075604
9. L.W. Owen, J.M. Canik, R.J. Groebner, J.D. Callen, X. Bonnin and T.H. Osborne // Nuclear Fusion. V. 50. № 6.
10. Alexei Pankin, Douglas McCune, Robert Andre, Glenn Bateman, Arnold Kritz // Comput. Phys. Commun. 2004. V. 159. P. 157.
11. Щеголев П.Б., Минаев В.Б., Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Киселев Е.О., Курские Г.С., Патров М.И., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 3. С. 213.
12. Dlugach E.D., Panasenkov A.A., Kuteev B.V., Filimonova E.A. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2021. Т. 44. Вып. 2. С. 100.