

УДК 621.039.647

ЛУЧЕВАЯ МОДЕЛЬ ПУЧКА ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ

*Е.Д. Длугач, Б.В. Кутеев, С.С. Ананьев**НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Для оценок эффективности захвата и генерации тока быстрых ионов в термоядерной плазме предложена простая трёхмерная модель инжекции LNB (Light Neutral Beam, лёгкий или лучевой пучок). Для описания плазмы, ионизации атомов и замедления быстрых частиц используются аналитические формулы. Модель позволяет быстро рассчитать ионизацию пучка в объёме плазмы, термализацию ионов по формулам [1], генерацию тока и распределение быстрых ионов в фазовом пространстве. Данная методика имеет много общего с системным подходом, но позволяет учитывать детальную геометрию пучково-плазменной системы и получать профили тока увлечения и другие целевые параметры инжекции (нагрев плазмы, синтез на пучке, нейтронный выход и т.д.) без использования эмпирических скейлингов. Модель LNB удобна для анализа и оптимизации параметров инжекции, особенно в компактных и сферических системах, где конечный размер и внутренняя угловая структура пучка заметно сказываются на его поглощении и генерации тока. Простота и высокая скорость расчёта позволяют использовать LNB для проверки, анализа чувствительности и оптимизации параметров режимов. Подобные задачи решаются при выборе рабочих интервалов термоядерных источников нейтронов (ТИН) [2, 3].

Ключевые слова: токамак, источник нейтронов, ДЕМО-ТИН, ТИН-СТ, инжекция быстрых атомов, СНИ, лёгкая модель, сквозные потери, захват пучка, замедление ионов, генерация тока, BTOR, LNB.

LIGHT BEAM MODEL FOR NEUTRAL BEAM INJECTION OPTIMIZATION

*E.D. Dlugach, B.V. Kuteev, S.S. Ananyev**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

A simple 3-dimensional model LNB (Light Neutral Beam) is proposed for fast ions current evaluation in fusion devices. The model implements analytical expressions for plasma description, fast ion generation and slowing down. LNB model allows one to evaluate the beam ionization in plasma volume, fast ions thermalization [1], current drive, and phase distributions. The technique can be compared with the analytical approach adopted in system codes, but LNB takes into account the particular details of beam-plasma shaping; thus all the beam-driven quantities in plasma are obtained regardless to the empirical scaling laws. The model is especially effective for compact and spherical devices optimization, as for those the injected beam box shape and the beam internal angular distribution can play an important role in the result power deposition and current drive. LNB provides a simple and efficient tool for fast verification, sensitivity analysis, and beam-plasma optimization. These are to be requisite in operation windows selection for fusion neutron sources (FNSs) design [2, 3].

Key words: tokamak, fusion neutron source, DEMO-FNS, FNS-ST, neutral beam injection, NBI, light model, shine-through losses, beam capture, fast ions slowing down, current drive, BTOR, LNB.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-4-63-79

ВВЕДЕНИЕ

Нейтральная инжекция в установках ТИН обеспечивает стационарный неиндукционный нагрев плазмы, генерацию тока, возможность управления режимом работы и доставку быстрых частиц, которые, взаимодействуя с тепловыми ионами плазмы, поддерживают реакцию синтеза. Эффективность поглощения нейтральных пучков, удержание быстрых ионов и результирующий ток зависят не только от всего комплекса параметров плазмы, но и от геометрии пучково-плазменной системы, поэтому оптимизация во всех случаях предполагает согласование и взаимную настройку параметров пучка и плазменной мишени.

Имеющиеся заметные расхождения в расчётных и экспериментальных данных по нагреву и генерации тока для внеосевой (нецентральной) тангенциальной инжекции [4, 5] свидетельствуют о том, что влияние геометрических факторов на генерацию тока пучком пока исследовано недостаточно. В работе [6] приводится сравнение различных моделей генерации тока пучком, на основании видимых различий в результатах авторы делают вывод о необходимости учёта точной геометрии пучка и плазмы, а также различных механизмов потерь ионов, для детального моделирования процесса ионизации и распределения быстрых ионов в пространстве скоростей.

Оптимизация систем дополнительного нагрева и генерации тока для достижения стационарных рядов в токамаках проводится в несколько этапов с использованием численных моделей различного

уровня сложности. Выбор параметров режима стационарного разряда, как правило, включает в себя следующие этапы:

- анализ основных задач установки и физических требований;
- поиск оптимальных рабочих точек с помощью системных кодов, реализующих 0-мерные аналитические модели расчёта параметров;
- более подробное исследование пространственно-временных характеристик сценариев разряда с помощью набора плазменных кодов (integrated modelling suites), которые характеризуются различной степенью упрощения объекта моделирования.

Итерации между вторым и третьим этапом в идеале должны сходиться к оптимальным рабочим точкам установки, удовлетворяющим физическим ограничениям, определённым на первом этапе.

Пример 0-мерного физического подхода к расчёту параметров плазмы и генерации тока представлен в работе [7], где на базе аналитической модели параметров стационарного плазменного режима обоснован выбор параметров рабочей точки компактного токамака ТИН-СТ [2] и приводятся результаты расчёта полного плазменного тока. Описанная в [7] модель позволяет оптимизировать плазменные условия для получения необходимых значений плазменного тока и уровня выхода реакции синтеза. Она построена на основе уравнений баланса тепла и частиц, для оценки генерации тока пучком использованы упрощённые выражения. Плотность плазмы n , мощность дополнительного нагрева P и энергия пучка E_{beam} считаются независимыми параметрами. Плотность плазмы варьируется в широких пределах, не превышая предела по Гринвальду ($\sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$), а энергия ионов пучка подбирается с учётом условия, что длина свободного пробега быстрых ионов должна быть меньше малого радиуса плазмы, т.е. менее 250—300 кэВ. Электронная температура плазмы определяется из соотношения для энергосодержания плазмы, мощности нагрева и эмпирического скейлинга для энергетического времени в предположении $T_e \approx T_i$: $3nT_eV_{pl} = P\tau_E$, где V_{pl} — объём плазмы; τ_E — энергетическое время жизни плазмы, определяемое как скейлинг ИТЭР. В работе [8] указанная модель усовершенствована с использованием более точного описания энергетического баланса и баланса частиц, а также улучшенных скейлингов и формул для оценки генерации тока.

В данной работе для проверки рабочих точек и анализа чувствительности предлагается так называемая лёгкая, или лучевая модель пучка — LNB (Light Neutral Beam, где «light» — омоним). Модель LNB имеет много общего с комбинированным аналитическим подходом, описанным в работах [7, 8], но позволяет учесть детальную трёхмерную геометрию системы пучок—плазма, т.е. принципиально не является 0-мерной. Наиболее важное отличие LNB — данная модель нигде не использует эмпирические скейлинги для расчёта параметров: все величины рассчитываются либо по аналитическим формулам, либо статистическими детерминированными методами.

Приводятся общее описание лёгкой модели и ее реализация в коде ВТОР. Показаны основные особенности LNB-методов на примере простейшего однолучевого приближения, методика расчёта ионизации пучка и начального распределения потока быстрых ионов в плазме.

Описаны расчёт замедления быстрых ионов и построение профилей генерации тока пучком. Приводятся функции распределения быстрых ионов в однолучевом приближении (для тонкого пучка).

Оцениваются сквозные потери и сравниваются с результатами аналогичных оценок, полученных с помощью кода NUBEAM [9].

Приведены профили захвата водородного пучка и генерации тока для токамака Т-15МД для условий, близких к квазистационарным режимам работы Т-15МД, и их сравнение с опубликованными данными [14]. Это сравнение можно считать важным шагом на пути верификации модели лёгкого пучка, причём не только для установок ТИН.

Делаются выводы о возможностях применения модели для оптимизации рабочих режимов пучково-плазменных систем.

ЛЁГКАЯ МОДЕЛЬ ПУЧКА (LIGHT NEUTRAL BEAM)

К классу лёгких будем условно относить расчётные модели, в которых применяются наиболее эффективные и достаточно точные — по возможности аналитические — методы расчёта. Тогда лёгкая модель

инжекции пучка в плазму подразумевает, что все локальные характеристики среды и их распределения задаются аналитически, поэтому все процессы детерминированы (не зависят от случайных величин), воспроизводимы и полностью определяются входными параметрами. Очевидные преимущества лёгких моделей — простота, высокая скорость расчёта даже в многомерных пространствах и условно неограниченные возможности управления статистикой, которая задаётся требованиями конкретной задачи. Лёгкие модели нейтральных пучков не предполагают использование методов Монте-Карло (МК) при генерации частиц, эти модели напрямую не решают задач согласования параметров пучка и мишени, что ограничивает их автономное применение исследованием стационарных или квазистационарных сценариев.

В частности, для высокоскоростных расчётов поглощения и генерации тока в плазме можно использовать инжекционную модель многолучевого пучка, где аналитические формулы применяются как для описания геометрии и свойств мишени, так и для «трассировки» (т.е. моделирования траекторий) отдельных частиц с учётом торможения. Аналитическая трёхмерная модель плазмы задана топологией магнитных поверхностей и радиальными кинетическими профилями. В простейшем случае, когда скорость быстрых ионов многократно превышает критическую, можно считать, что столкновения с частицами плазмы (преимущественно с электронами) не приводят к заметному радиальному сдвигу иона (поперёк магнитных поверхностей) и ион остаётся в том же слое, на котором появился в результате ионизации атома. Другими словами, обмен между радиальными слоями плазмы достаточно мал в течение всего времени торможения. Эти условия довольно хорошо выполняются в случае неиндукционного нагрева и поддержания тока, особенно в двухкомпонентных системах (пучок + плазма). В этом случае генерация тока увлечения определяется начальным пространственно-угловым распределением быстрых ионов и временем торможения в каждом из слоёв. Очевидно, дальнейшее уточнение модели, т.е. введение поправок на различные потери ионов, орбитальные эффекты, диффузию, компенсацию электронами и т.д., должно снижать величину тока, поэтому простейшее, нулевое приближение LNB пока может оценить лишь верхний предел тока быстрых ионов от инжектируемого пучка.

В настоящее время модель LNB позволяет рассчитать:

- трёхмерное начальное распределение источника ионов от пучка атомов реальной геометрии;
- осевые (горизонтальные) и радиальные профили источника ионов (по большому и приведённому малому радиусам плазмы);
- стационарное энергетическое распределение ионов в результате торможения;
- профили тока увлечения (осевые и радиальные);
- распределение скорости реакций синтеза на пучке в объёме плазмы, нейтронный выход.

Легко показать, что в дальнейшем LNB можно применять и для расчётов спектров нейтронов, нагрева, вращения плазмы и т.д. В рамках LNB инжектируемый пучок имеет конечный размер (является «толстым») и состоит из большого числа отдельных лучей (10^5 — 10^9 атомов), т.е. задан более детально, чем в традиционных моделях МК ($\leq 10^5$). Примеры пучков конечного размера условно показаны на рис. 1 для установок ДЕМО-ТИН [3] и ТИН-СТ [2].

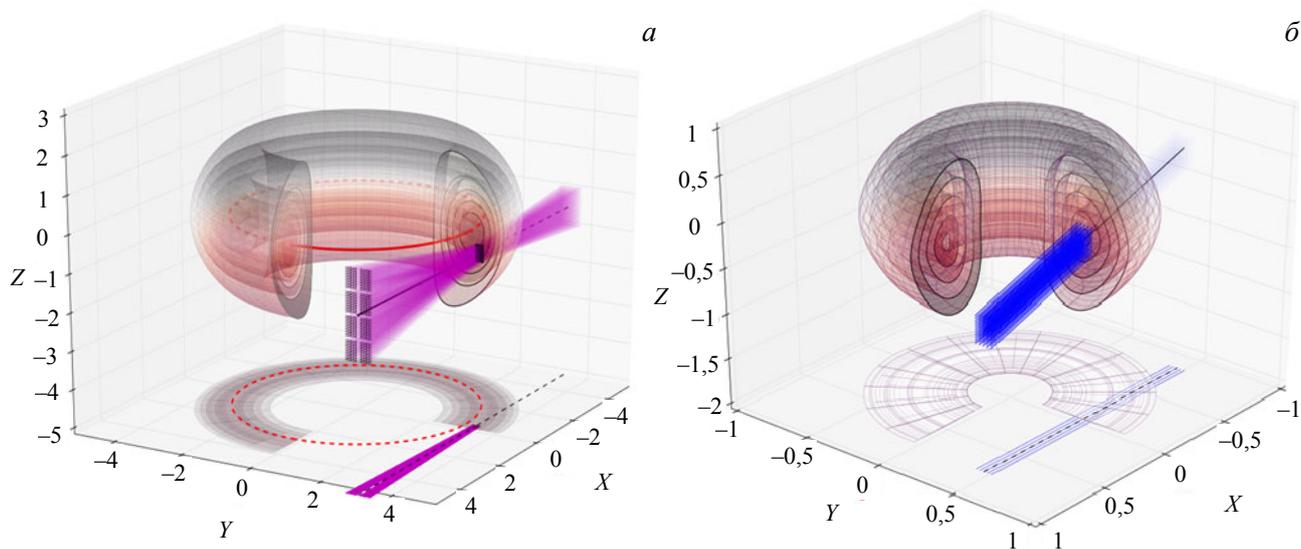


Рис. 1. Геометрия «толстых» пучков для расчётов по модели LNB: ДЕМО-ТИН (а) и ТИН-СТ (б)

Реальная многолучевая структура пучка, как правило, рассчитывается специализированными инжекторными кодами, которые моделируют формирование и транспортировку пучков атомов в плазму с учётом геометрии источника ионов, формы каналов и отдельных компонентов инжекционного тракта [10, 11]. На необходимость учёта точной геометрии каналов инжектора и условий формирования атомного пучка при моделировании плазменно-пучковых взаимодействий указано во многих работах, например, в [6]. Но даже в приближении одного луча (или бесконечно тонкого пучка), инжектируемого в плазменную мишень с детально заданной геометрией, методика LNB предлагает удобный инструмент для исследования профилей поглощения и генерации тока. Кроме того, инжекция «тонкого» пучка позволяет эффективно проверять и уточнять рабочие интервалы и зависимости, полученные с помощью других моделей. В данной работе значительная часть примеров приведена для тонкого (однолучевого) пучка.

Геометрия и параметры плазмы соответствуют рабочим режимам проектируемых установок ДЕМО-ТИН [3] и ТИН-СТ [2]. Основные входные параметры установок:

	ДЕМО-ТИН	ТИН-СТ
Плазма:		
большой радиус R , м . . .	3,2	0,5
малый радиус a , м . . .	1	0,3
аспектное отношение R/a . . .	3,2	1,67
вытянутость сечения k . . .	2	3
эффективный заряд $Z_{эф}$. . .	~ 1	~ 1
температура плазмы T_e , кэВ . . .	10—15	1—5
плотность плазмы n_e , m^{-3} . . .	$\sim (0,5—1)10^{20}$	$(1—2)10^{20}$
Системы инжекции пучков:		
количество инжекторов . . .	4	3
мощность инжекции, МВт . . .	30(7,5×4)	$\sim 10(3,5×3)$
прицел пучка R/Z_t , м . . .	(2,8—3,4)/-0,4	0,4—0,6
наклон пучка, град . . .	0	0—40
сорт частиц пучка . . .	D	D
энергия частиц E_b , кэВ . . .	500	100—150
размеры окна $W \times H$, м . . .	0,4×0,8	0,3×0,6

В однолучевом приближении (рис. 2) весь пучок представляет собой один тонкий луч, доставляющий в плазму мощность P_{inj} в виде атомов с энергией E_b . На входе в плазму луч имеет интенсивность I_{b0} . Плазма представлена системой вложенных тороидальных слоёв, их структура воспроизводит геометрию магнитных поверхностей (МП) в плазме, которая также описывается аналитически и может быть (но не обязательно) тороидально симметричной, как на рис. 1. Форма сечения МП в общем случае эллиптическая с вытянутостью k и треугольностью δ . Кинетические профили плазмы в полоидальном сечении аппроксимируются аналитическими функциями вдоль приведённого (эффективного) радиуса МП. Обычно это параболические или гауссовы функции.

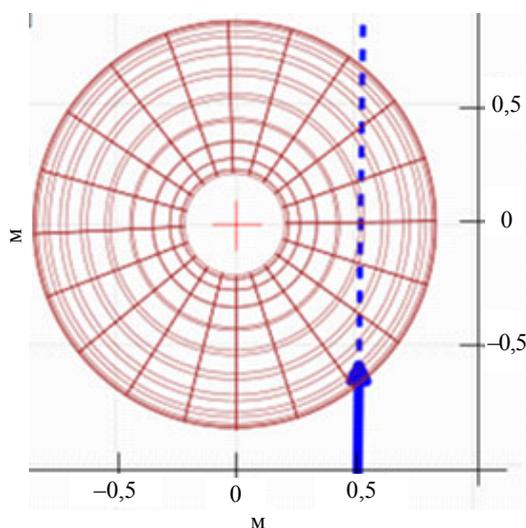


Рис. 2. Инжекция «тонкого» пучка в токамак ТИН-СТ (вид сверху)

При входе в плазму интенсивность пучка ослабляется в соответствии с интегральной толщиной мишени. Локальное выделение мощности в виде ионов с энергией E_b вдоль луча зависит от его текущей интенсивности I_b , локального значения плотности плазмы n_e и эффективного сечения ионизации σ_s . Поскольку при тангенциальной инжекции луч пересекает магнитные поверхности под различным углом (питч-угол), компонента скорости быстрых ионов, создающая тороидальный ток, по ходу луча изменяется (как и продольная компонента скорости вдоль силовой линии). В рамках данной работы вращением силовых линий пренебрегаем ($q \gg 1$), тогда продольное направление совпадает с тороидальным. В пренебрежении орбитальными потерями ионов профиль ионизации (или захвата) пучка в плазме и тороидальная проекция начальной скорости задают начальное, или «мгновенное» рас-

пределение тока быстрых ионов. Для мишени заданной конфигурации, включающей геометрию МП и кинетические профили, распределение скорости захвата пучка должно сильно зависеть от скорости атомов пучка, координат прицела и угла наклона. Остаточная интенсивность луча (доля неионизованных атомов) при прохождении плазмы определяет сквозные, или «пролётные» потери пучка (shine-through). С учётом формы и внутреннего строения пучка можно оценить ожидаемые тепловые нагрузки на заднюю (первую) стенку камеры. Эти нагрузки могут представлять опасность и ограничивают сверху мощность инжекции в сценариях с малой плотностью плазмы, например, на стадии подъёма тока.

Быстрые ионы в процессе замедления в плазме создают ток, циркулирующий вокруг главной оси токамака [1], точнее, вдоль силовых линий магнитного поля. Если полоидальным вращением силовых линий пренебречь, продольное движение иона близко к тороидальному. Циркулирующий ток выходит на стационарный уровень, когда достигается баланс между скоростью его накопления и скоростью ослабления за счёт замедления ионов и их потерь (например, из-за перезарядки при низких энергиях).

Функцию распределения быстрых ионов (ФРБИ) в фазовом пространстве можно получить с помощью численного решения кинетического уравнения с источником, заданным начальным распределением ионов (от пучка), и с оператором столкновений, учитывающим торможение ионов и их рассеяние по питч-углу. Традиционные методы расчёта ФРБИ предполагают численное решение уравнения Фоккера—Планка в редуцированном фазовом пространстве. В рамках модели LNB замедление быстрых ионов до тепловых скоростей в результате кулоновских соударений с частицами фоновой плазмы и их ФРБИ рассчитывается напрямую с помощью быстрой трассировки, которая заключается в отслеживании продольной компоненты скорости иона вдоль силовых линий. Трассировка выполняется для достаточно большого (до 10^3) ансамбля быстрых ионов, полученных от каждого «атома» в составе инжектируемого пучка (до 10^6 атомов), при этом общее число пробных ионов достигает 10^9 , и каждый из них имеет статистический вес, соответствующий локальному потоку ионов. Для расчёта продольной скорости иона используются формулы, полученные решением задачи торможения пробной частицы в плазме [1]. Из-за малого наклона силовых линий (в простейшей постановке задачи) считаем, что тороидальный ток создаётся продольной компонентой скорости.

В силу принятых упрощений, отсутствия ширины орбит, потерь ионов и эффекта экранирования тока модель позволяет оценить лишь верхний предел тока генерации. С другой стороны, именно исключение этих факторов позволяет выделить влияние геометрии системы на пучковые эффекты в плазме.

СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ И ПРОФИЛИ ЗАХВАТА НЕЙТРАЛЬНОГО ПУЧКА

Ослабление интенсивности пучка в плазме происходит в результате ионизации быстрых атомов на электронах и ионах, а также за счёт перезарядки, которая преобладает при энергиях меньше ~ 50 кэВ/н. При этом часть пучка проходит плазму насквозь без ионизации, формируя сквозные потери, или shine-through, и создавая тепловую нагрузку на противоположной стенке камеры (first wall). Сечения атомных процессов зависят от приведённой энергии инжекции и от параметров мишени. Если ввести эффективное — по всем возможным каналам — сечение захвата, то изменение интенсивности луча I вдоль траектории записывается как

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

где n_e — плотность мишени; σ_s — эффективное суммарное сечение захвата (или ослабления) пучка:

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

Здесь σ_{ie} , σ_{ip} , σ_{iz} — сечения ионизации атомов в столкновениях с электронами, протонами и примесями заряда Z соответственно; σ_{cx} — сечение перезарядки на ионах водорода, скобки означают усреднение по максвелловскому распределению скоростей электронов. Расчёт эффективного сечения захвата σ_s (код VTOR) использует аппроксимации Janev [12], которые получены путём обработки существующих баз данных и включают многоуровневые процессы ионизации атомов. Согласно оценкам [12] в диапа-

зоне энергий пучка 100 кэВ/н—2 МэВ/н точность аппроксимации с учётом погрешности измерений составляет ~10—15%, а для перехода между различными уровнями на ионах примесей погрешность возрастает до 30—60%. При наличии сложного компонентного состава учитывается вес каждой примеси $n_z Z/n_e$, в случае единственной примеси можно задавать профиль $Z_{эф}$.

Примеры расчёта сечений захвата в интервале параметров установок ДЕМО-ТИН и ТИН-СТ показаны на рис. 3. В компактном токамаке ТИН-СТ нейтральный пучок имеет энергию ~140 кэВ и производится из положительных ионов, так что состоит из трёх фракций по энергии (они отмечены на рис. 3, з). Видно, что для фракции низкой энергии $E_{1/3}$ сечение захвата выше (в 2—3 раза), чем для основной фракции E_{full} , что приводит к захвату фракций пучка $E_{1/2}$ и $E_{1/3}$ ближе к периферии плазмы. Как показано да-

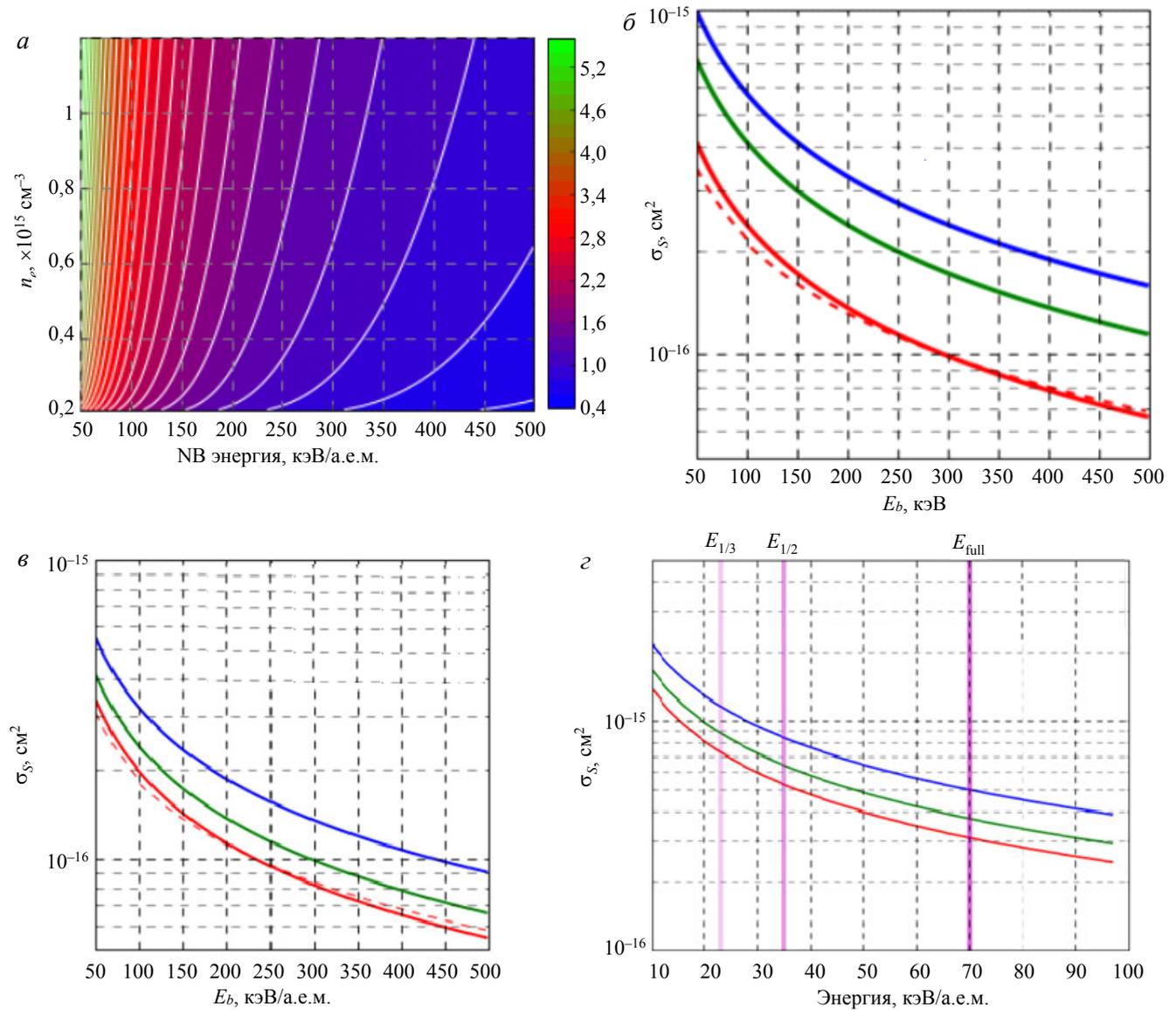


Рис. 3. Расчёт сечений ионизации (σ_s , 10^{-16} см^2) по модели [12] для диапазона параметров ДЕМО-ТИН (a — $Z_{эф} = 1$, $T_e = 10$ кэВ: — водород, — дейтерий, — тритий, - - - Н (suzuki); $б$ — $Z_{эф} = 1$, $T_e = 10$ кэВ, $n_e = 10^{20}$ м^{-3} ; $в$ — $Z_{эф} = 1$, $T_e = 10$ кэВ: — janev: $N_e = 10^{15}$ см^{-3} ; — janev: $N_e = 10^{14}$ см^{-3} ; — janev: $N_e = 10^{13}$ см^{-3} ; - - - — suzuki $N_e = 10^{13}$ см^{-3}) и ТИН-СТ ($г$ — $Z_{эф} = 1$, $T_e = 1$ кэВ: — $N_e = 10^{15}$ см^{-3} ; — $N_e = 10^{14}$ см^{-3} ; — $N_e = 10^{13}$ см^{-3}). Фракции пучка в ТИН-СТ: $E_{full} = 70$ кэВ/н, $E_{1/2} = 35$ кэВ/н, $E_{1/3} = 23$ кэВ/н

лее, это снижает суммарную генерацию тока увлечения.

Радиальные профили плотности, температуры и эффективного заряда плазмы задаются в координатах полоидального магнитного потока $\psi(R, Z)$. Для каждой точки вдоль траектории луча известны локальные величины сечения захвата и плотности плазмы. Ослабление интенсивности луча и генерация быстрых ионов легко рассчитываются по уравнению (1).

На рис. 4 показаны примеры горизонтальных профилей для ДЕМО-ТИН и соответствующие им радиальные профили, включая кинетические профили плазмы (для $Z_{\text{эф}} \approx 1$). При фиксированных параметрах плазмы показаны три варианта геометрии инжекции: осевая инжекция ($R_t = 3,2$ м, $Z_t = 0$), внеосевая ($R_t = 3,5$ м, $Z_t = -0,5$ м) и наклонная (вверх на 20°). Отдельно на рис. 5 показано влияние плотности плазмы ДЕМО-ТИН на профиль плотности ионного тока вдоль хорды для внеосевой горизонтальной инжекции луча ($R_t = 3,4$ м, $Z_t = -0,4$ м). Всюду $E_b = 500$ кэВ (пучок D°).

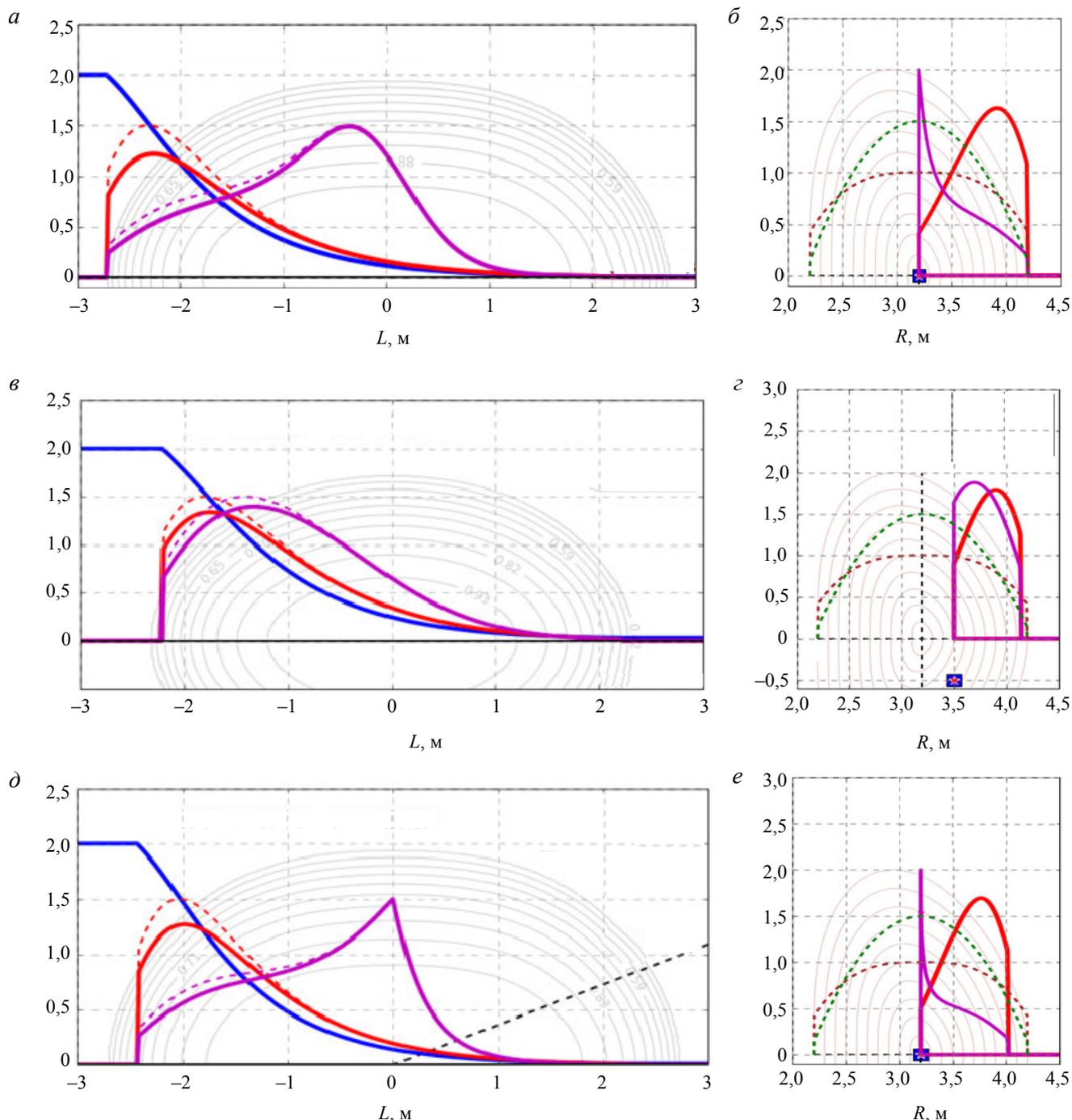


Рис. 4. Профили вдоль горизонтальной оси инжекции (*a, в, д*) и соответствующие радиальные профили в полоидальном сечении (*б, г, е*) для ДЕМО-ТИН при различном прицеле. Везде тонкий дейтериевый пучок, $E_b = 500$ кэВ: — интенсивность атомного пучка, — источник быстрых ионов, — плотность выделенного тороидального тока ионов. Варианты прицела: *a, в* — осевая инжекция, $R_t = 3,2$ м, $Z_t = 0$; *в, г* — внеосевая инжекция, $R_t = 3,5$ м, $Z_t = -0,5$ м; *д, е* — наклон оси на 20° , — — ось пучка, горизонтальные профили для наклонного пучка построены как проекция на экваториальную плоскость (—), доля сквозных потерь пучка (пролёт насквозь без ионизации): 0,0034 (*a*), 0,0158 (*в*), 0,005 (*д*), $N_{e0} = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, - - - N_e , - - - T_e

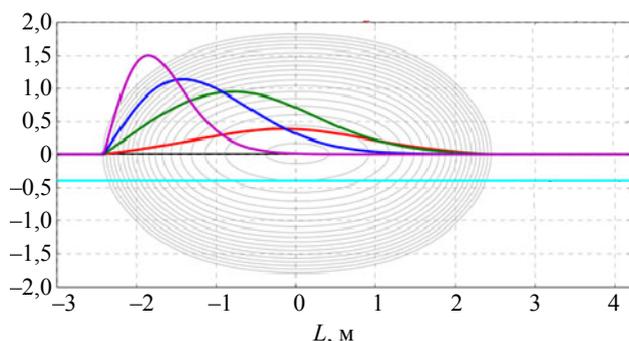


Рис. 5. Влияние плотности плазмы ДЕМО-ТИН на профиль захвата тонкого пучка при фиксированном внесосевом прицеле ($R_i = 3,4$ м, $Z_i = -0,4$ м). Энергия пучка $E_b = 500$ кэВ (дейтерий). Также показаны: — — горизонтальная ось симметрии (экваториальная плоскость) сечения плазмы; — — ось инжекции; — — $Ne = 0,1 \cdot 10^{20}$; — — $Ne = 0,5 \cdot 10^{20}$; — — $Ne = 1 \cdot 10^{20}$; — — $Ne = 2 \cdot 10^{20}$

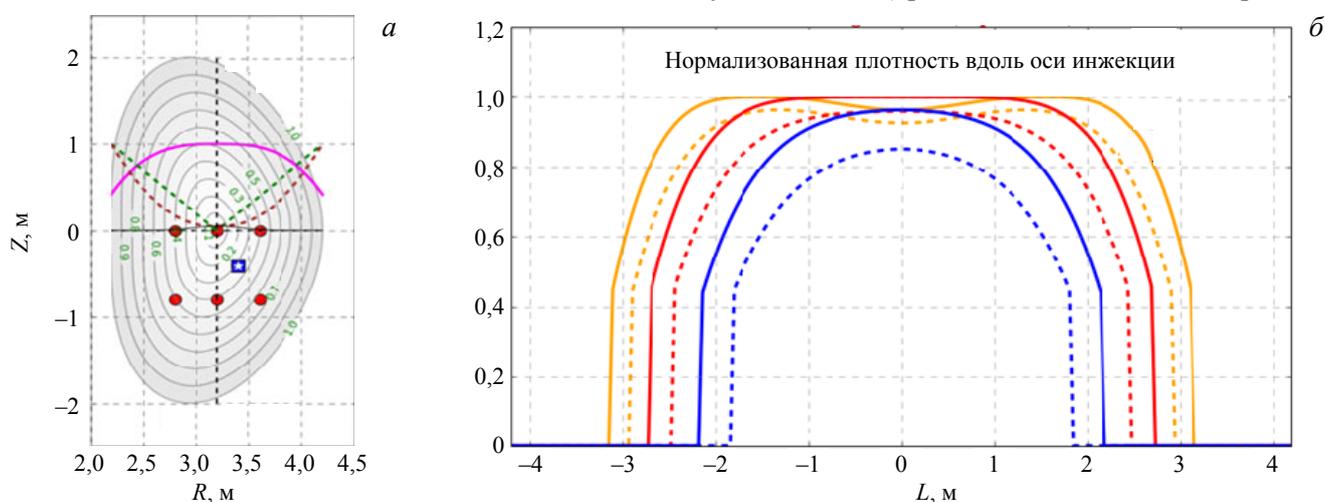


Рис. 6. Сечение плазмы ДЕМО-ТИН, геометрия радиальных слоёв (—), профиль плотности (—), приведённый радиус слоя (---), объём слоя (---), прицелы отдельных лучей (●), прицел оси инжектируемого пучка (■) (а); продольные профили плотности плазмы, соответствующие показанным на (а) точкам прицела R_i/Z_i : — — 2,8/0; - - - 2,8/-0,8; — — 3,2/0; - - - 3,2/-0,8; — — 3,6/0; - - - 3,6/-0,8 (б)

ТОРМОЖЕНИЕ ИОНОВ И ГЕНЕРАЦИЯ ТОКА

Скорость ионов, образованных при инжекции пучка, можно разложить на две компоненты: продольную, направленную вдоль силовой линии и обеспечивающую циркуляцию иона вокруг главной оси тора, и поперечную, вызывающую ларморовское вращение иона вокруг направляющей силовой линии. Направленный ток создаётся продольной компонентой скорости. В результате столкновений импульс быстрых ионов передаётся электронам и ионам плазмы. Решение задачи торможения быстрого иона из-за кулоновских соударений с частицами плазмы [1] позволяет рассчитать время термализации быстрых ионов τ_s как функцию начальной энергии (энергии инжекции) E_b , критической энергии E_c и величины τ_{se} — характерного спитцеровского времени замедления на электронах:

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

$$E_c = 14,8 (A_b / A_i^{2/3}) T_e; \tag{4}$$

$$\tau_{se} \propto (A_b T_e^{3/2} / n_e), \tag{5}$$

где A_b и A_i — атомная масса быстрых ионов и ионов плазмы соответственно; \propto — знак прямой пропорциональности.

Величина E_c определяет «граничное» значение энергии быстрых ионов, когда эффекты от трения на ионах и электронах плазмы примерно равны. Если энергия иона выше, то он теряет свою энергию, главным

На рис. 4, 5 видно, что начальное распределение быстрых ионов, суммарное ослабление и выделенный профиль тока зависят от прицела пучка и распределения параметров плазмы вдоль хорды инжекции. При смещении прицела и наклоне луча аксиальные профили плотности плазмы и суммарная толщина мишени изменяются. Если размер пучка сопоставим с сечением плазмы, то aberrации выражены сильнее. Примеры аксиальных профилей плотности плазмы для различных точек прицела лучей (без наклона) показаны на рис. 6. Видно, что суммарная толщина мишени ДЕМО-ТИН в крайних точках сечения пучка (для пучка $0,4 \times 0,8$ м) различается более чем в 2 раза.

образом, из-за столкновений с электронами с незначительным изменением импульса, при этом углы рассеяния ионов малы. Если энергия иона ниже критической, то замедление происходит преимущественно за счёт столкновений с ионами плазмы, и при этом ион отклоняется на значительные углы. Из (4) наибольшее значение критической энергии E_c соответствует случаю инжекции «тяжёлого» пучка в «лёгкую» плазму. Для пучка дейтерия в дейтериевой плазме с $T_e = 5$ кэВ критическая энергия составляет ~ 93 кэВ ($E_c \approx 19T_e$).

Модель, описанная в работах [7, 8], предполагает, что поступающие в виде пучка быстрые частицы при замедлении на тепловых электронах и ионах формируют в плазме классическую ионную функцию распределения по скоростям $f(u)$ [1]. Мощность пучка затем теряется по двум каналам: непосредственно быстрыми частицами за счёт орбитальных потерь, перезарядки ионов, аномального переноса на плазменных флуктуациях с соответствующим характерным временем удержания энергии, а также за счёт торможения ионного пучка на тепловом компоненте (с характерным временем τ_s). Для описания торможения пучка на электронах и ионах используются формулы [1], соответствующие выражениям (3)—(5), а ток генерации определяется с использованием $f(u)$.

LNB напрямую рассчитывает ФРБИ и все её моменты. Для этого используется процедура «быстрого замедления» ансамбля пробных ионов на тепловом компоненте. Поскольку рассматривается только торможение вдоль направляющих силовых линий, в результате получается редуцированная функция распределения, т.е. распределение ионов по продольной энергии или скорости. Это распределение позволяет рассчитать продольный ток.

Для эффективной генерации тока и достижения высокого уровня выхода пучкового синтеза необходимо, чтобы образующиеся быстрые ионы как можно дольше циркулировали в объёме плазмы. Количество оборотов иона вокруг тороидальной оси и накопленный ток от иона пропорциональны времени τ_s и средней скорости на длине замедления. Из формулы (5) следует, что оптимальные условия для генерации тока достигаются при повышении температуры и снижении плотности плазмы, хотя снижение плотности ограничено минимально допустимым захватом пучка и максимальным уровнем нагрузки на стенку. Что касается оптимального нагрева плазмы, то наилучшие условия соответствуют энергиям атомов, близким к критической энергии $\sim (1-2)E_c$, когда замедление на электронах и ионах примерно одного порядка. Сорт частиц плазмы относительно слабо влияет на время термализации быстрых ионов, и при увеличении доли тяжёлых ионов в мишени (например, при переходе на тритиевую плазму) эффективное время замедления пучка растёт как логарифм атомного числа ионов плазмы (3). Эффективную генерацию тока снижают орбитальные потери быстрых частиц, которые достигают нескольких процентов в сферических токамаках со слабым магнитным полем.

Эволюция радиального профиля тока увлечения для однолучевого пучка в ТИН-СТ показана на рис. 7. Данный расчёт проводился с целью выбора энергии инжекции и при анализе возможностей применения различных схем инжекторов. При энергии пучка ~ 200 кэВ инжекция в ТИН-СТ более эффективна с точки зрения генерации тока и скоростей синтеза, но для компактных установок такой инжектор (на отрицательных ионах) получается слишком громоздким. Поэтому выбор был сделан в пользу более компактного инжектора на положительных ионах и диапазона энергии 100—140 кэВ. Диаграммы на рис. 7 иллюстрируют ослабление радиального профиля выделенного тока в процессе циркуляции (красный — максимум, синий — нулевой ток). Для построения эволюционной картины луч с энергией E_{b0} и током 1 А направлен в центр плазменного сечения ($R_t = 0,5$ м, $Z = 0$), в процессе его проникновения в плазму вдоль хорды инжекции выделяется $\sim 10^3$ быстрых ионов с начальной энергией E_{b0} . Каждый ион

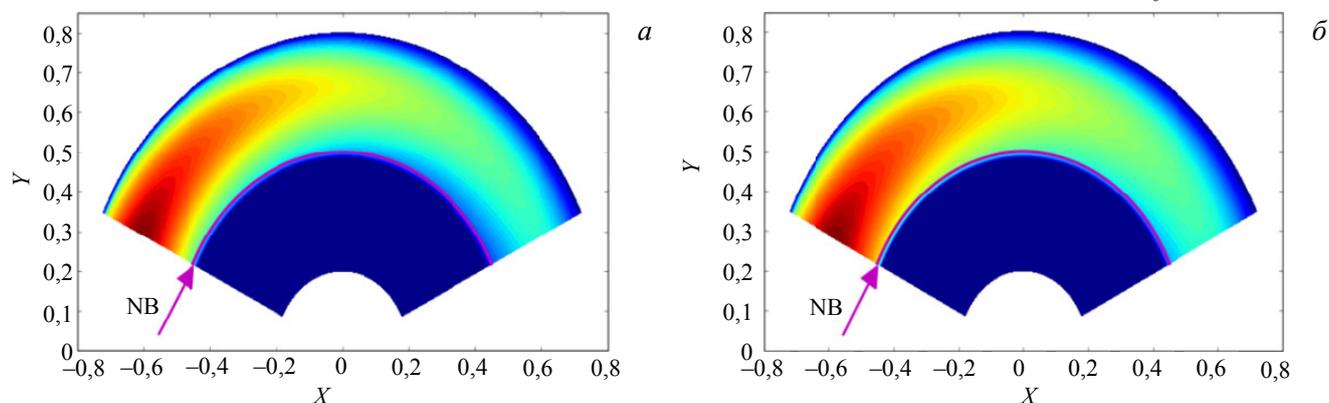


Рис. 7. Иллюстрация «эволюции» и «накопления» тока от тонкого (лучевого) пучка дейтерия (модель LNB) в ТИН-СТ. Нейтральный луч ($I_{b0} = 1$ А) направлен горизонтально в центр плазменного сечения ($R_t = 0,5$ м, $Z = 0$, показан стрелкой), ось времени совпадает с осью развёртки (по часовой стрелке), параметры плазмы: $T_e = 1$ кэВ, $n_e = 1 \cdot 10^{20}$ м⁻³, $E_{b0} = 100$ кэВ, суммарный ток увлечения 2,37 кА (а); $E_{b0} = 140$ кэВ, суммарный ток увлечения 3,42 кА (б)

замедляется в бесконечной среде — цилиндре (или в «развёрнутом» торе). Скорость на каждом обороте рассчитывается исходя из суммарного времени термализации τ_s , рассчитанного по формуле (3) для каждого эмиттера (точки рождения иона) вдоль хорды инжекции. Ион циркулирует и создаёт ток, который накапливается в соответствующем радиальном слое плазмы.

На рис. 7 ось времени совпадает с осью развёртки тора по часовой стрелке, а время отсчитывается от момента рождения иона, независимо от радиуса слоя (разумеется, в реальности ионы в различных слоях появляются в разные моменты времени). На рисунке видно, что в данном диапазоне энергии отношение накопленных токов (2,37 кА/3,42 кА) от пучков 100 и 140 кэВ примерно соответствует отношению энергии (или мощности), хотя при большей энергии радиальный профиль тока сдвигается ближе к оси плазмы, где температура выше и условия генерации лучше. Объяснение такому результату будет дано позже.

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ

Функция распределения быстрых ионов определяет скорость реакции синтеза на пучке. Как видно на рис. 8, чем выше доля горячего компонента ФРБИ в окрестности ~100 кэВ, тем выше интенсивность D—T-реакции при взаимодействии пучков—плазма и соответственно выше нейтронный выход. Как показано в [13], реакции на высокоэнергетическом «хвосте» вносят наибольший вклад в производство нейтронов в нейтронных источниках. Именно поэтому в двухкомпонентных токамаках (таких, как ТИН-СТ и ДЕМО-ТИН) оптимальные рабочие режимы системы плазма—пучок должны обеспечиваться повышением относительной доли быстрого компонента. На основании ФРБИ, рассчитанных методами лёгкой модели, можно построить карты распределения скоростей синтеза, рассчитать эффективное усиление мощности пучка, нейтронный выход, нейтронные спектры и многие другие параметры.

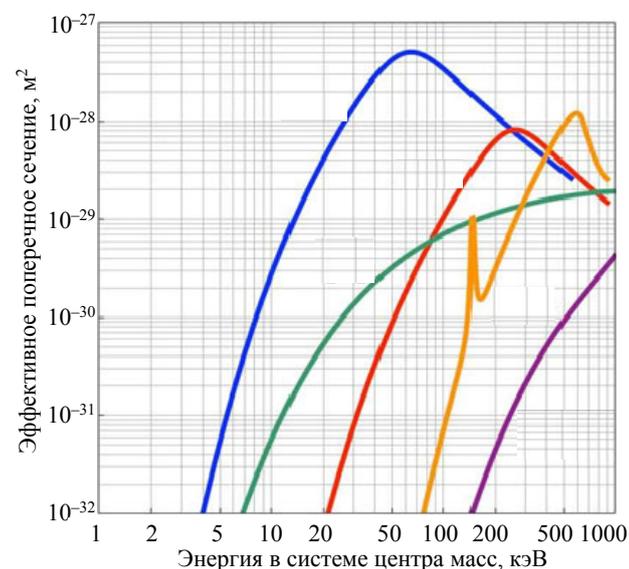


Рис. 8. Сечения реакций синтеза в зависимости от энергии частиц в системе центра масс: — D—T; — total D—D; — D—³He; — p—¹¹B; — ³He—³He

Как показано в [7], в широком диапазоне параметров плазмы мощность синтеза и коэффициент усиления мощности пучка ($Q_{fus} = P_{fusion}/P_{beam}$) должны сильно зависеть от энергии пучка, причём для ТИН-СТ характерный максимум $Q_{fus} \approx 0,8$ наблюдается при энергии атомов 300 кэВ и плотностях $\sim 4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Такой уровень энергии инжекции потребовал бы использования отрицательных ионов для получения пучка. Как уже указано ранее, в небольших установках типа ТИН-СТ ($R = 0,5 \text{ м}$) схемы на положительных ионах предпочтительнее — дешевле и компактнее, поэтому рабочий диапазон энергий пучка для таких установок выбирается в области, допустимой для достаточно эффективного получения пучков путём нейтрализации положительных ионов 100—140 кэВ. Для относительно большого токамака ДЕМО-ТИН ($R = 3,2 \text{ м}$) оптимальная энергия

пучка 500 кэВ, и для него проектируется схема инжекции на отрицательных ионах.

Энергетическое распределение замедляющихся ионов, построенное в безразмерных координатах, описывается одним и тем же аналитическим выражением [1]. Это означает, что все профили, рассчитанные по аналитическим формулам, получаются подобными и должны совпасть при соответствующей нормировке энергии (E_b/E_c). Поскольку величина E_c различается по приведённому радиусу плазмы, удобно не прибегать к нормировке и строить парциальные, не нормированные профили ФРБИ по отдельным слоям, а относительную долю быстрых частиц рассчитывать для суммарного (т.е. взвешенного по всем слоям и приведённого к начальному току пучка) профиля. Понятно, что в этом случае доля быстрых ионов будет зависеть не только от начальной энергии инжекции, но и от выделения ионов по слоям и условий торможения в каждом слое. Критическая энергия в слое пропорциональна электронной температуре и, вообще говоря, зависит от мощности инжекции и режима плазмы. Аналогично, ФРБИ должна зависеть от плотности плазмы, мощности нагрева и уровня удержания энергии.

В настоящее время модель LNB не согласована с равновесием плазмы и не учитывает влияние пучка на изменение её параметров. Профили температуры и плотности плазмы не зависят от мощности инжекции и друг от друга. Для их согласования в рамках LNB потребуется введение специального итерационного алгоритма, который должен учитывать и другие способы нагрева плазмы. Понятно, что подобная

процедура значительно усложнит модель и выведет её за рамки лёгкой. Если считать профили плазмы предварительно согласованными, например, с помощью кодов равновесия [15], то LNB может ускорить параметрический анализ генерации тока в квазистационарных режимах на несколько порядков по сравнению с существующими 2- и 3-мерными моделями. Основное преимущество LNB состоит в том, что она позволяет быстро получить распределения быстрых ионов для любого заданного набора параметров плазмы и геометрии инжекции как в отдельных точках пространства, так и по сечению плазмы. Причём в отличие от системных моделей интегральное распределение ионов учитывает геометрию инжекции, форму отпечатка пучка и сечение плазмы, а также радиальные кинетические профили, которые задают начальный профиль выделенного тока и его накопление по радиальным слоям.

На рис. 9 показаны профили ФРБИ по энергии для тонкого пучка в ТИН-СТ при различных профилях температуры электронов, для моноэнергетического пучка с энергией атомов 100 кэВ и плотности плазмы $1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Показано интегральное распределение (черная кривая) и вклад отдельных радиальных слоёв (тонкие разноцветные линии). В пределах хорды инжекции парциальные профили по энергии сильно различаются для групп ионов в зависимости от их приведённого радиуса: выраженный максимум распределения при низких энергиях наблюдается для ионов, циркулирующих на периферии. Суммарное распределение ионов по энергии нормировано на общее число ионов (ток пучка 1 А). Можно видеть, что при фиксированном профиле плотности плазмы (коричневый пунктир) с увеличением температуры электронов от 1 до 5 кэВ

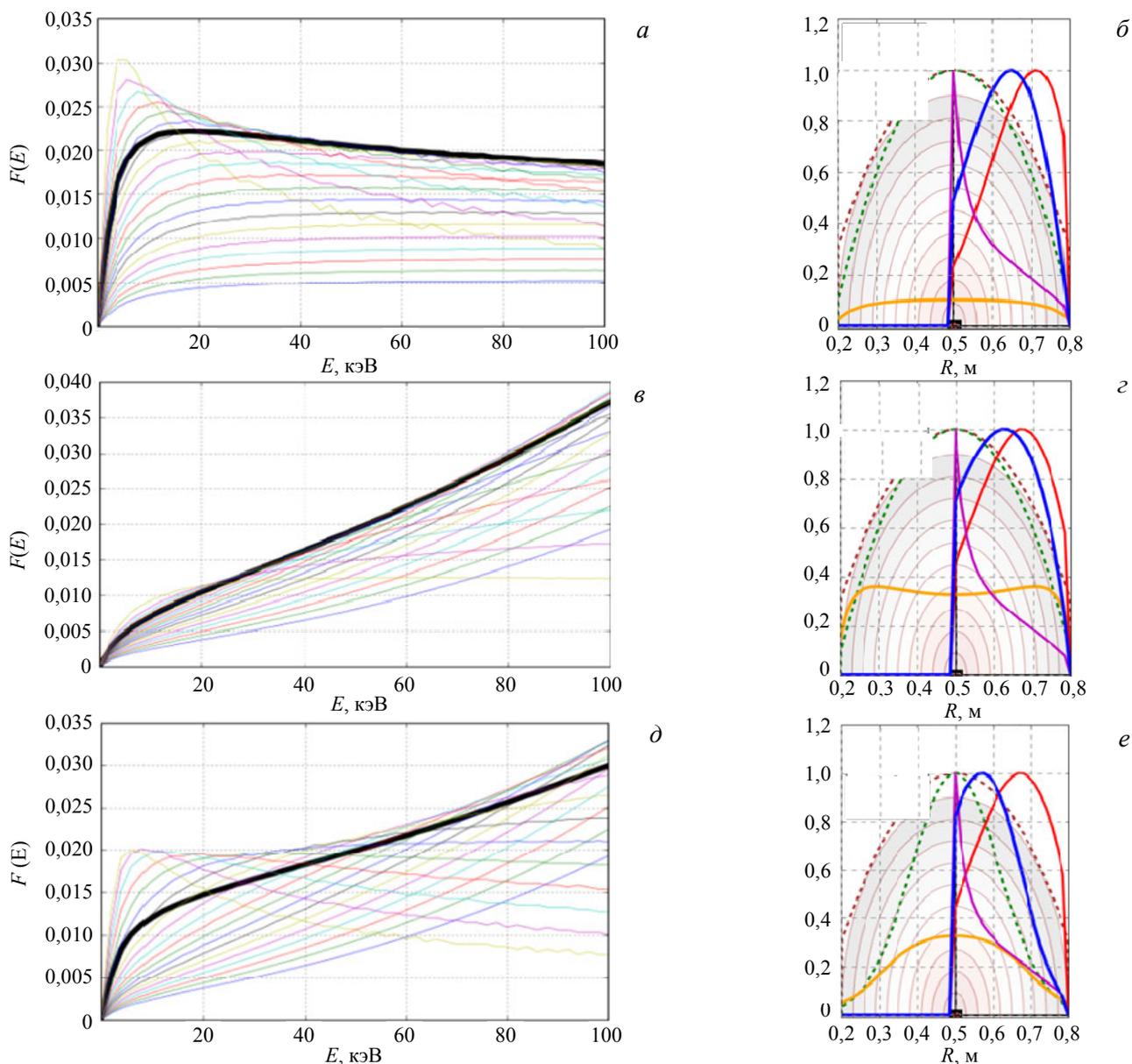


Рис. 9. Влияние температуры плазмы на функцию распределения быстрых ионов от тонкого пучка дейтерия $E_{b0} = 100 \text{ кэВ}$, $R_t = 0,5 \text{ м}$, $Z_t = 0 \text{ м}$, $N_e = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ в плазме ТИН-СТ: радиальные профили плазмы, как на рис. 4 (а, б, в); парабола $T_e^{\text{max}} = 1 \text{ кэВ}$ (б); парабола $T_e^{\text{max}} = 5 \text{ кэВ}$ (з), гаусс $T_e^{\text{max}} = 5 \text{ кэВ}$ (е): — — — Ne; — — — T_e ; — — — τ_s ; — — — источник быстрых ионов; — — — плотность выделенного тороидального тока ионов; — — — накопленный ток; CD (1 А) равно: 2,37 (б), 6,43 (з), 8,59 (е)

ФРБИ меняется в сторону увеличения относительной доли быстрых частиц (рис. 9, *a—z*), причём изменение формы профиля температуры (с параболического на гауссов) для ФРБИ не существенно (рис. 9, *б, z, д, e*). При этом форма профиля температуры существенно влияет на радиальное распределение тока и суммарный ток. Накопленный ток зависит от суммарного времени замедления τ_s (3), профиль которого показан на рисунках справа (жёлтый). В случае примерно постоянного по сечению профиля τ_s (рис. 9, *в, z*) ток быстрых ионов от пучка будет прямо пропорционален энергии — это и было получено в примере на рис. 7: длина торможения иона в этом случае получилась слабо зависящей от радиальной координаты его рождения.

ОЦЕНКИ ПРОЛЁТНЫХ ПОТЕРЬ, СРАВНЕНИЕ С КОДОМ NUBEAM

Для проверки расчётной методики захвата пучка по модели LNB продольные профили ионизации тонкого пучка сравнивались с аналогичными профилями, рассчитанными кодом NUBEAM [9]. Результаты сравнения (для установки ДЕМО-ТИН) приводятся далее. В расчётах кодами VTOR (модель LNB) и NUBEAM (Монте-Карло) использовались одни и те же кинетические профили плазмы. Методика получения сечений ионизации в NUBEAM немного отличается от процедуры, описанной ранее, но при сравнении это учитывалось корректировкой сечений ($\Delta \sim 10\%$). Профили ослабления интенсивности и скорости ионизации вдоль хорды инжекции (см. рис. 4, 5) совпали с результатами NUBEAM с высокой точностью ($<1\%$). Проведено сканирование профилей захвата по различным параметрам: координатам прицела, средней плотности плазмы и по углу наклона инжекции. Результаты сканирования сквозных потерь пучка показаны на рис. 10.

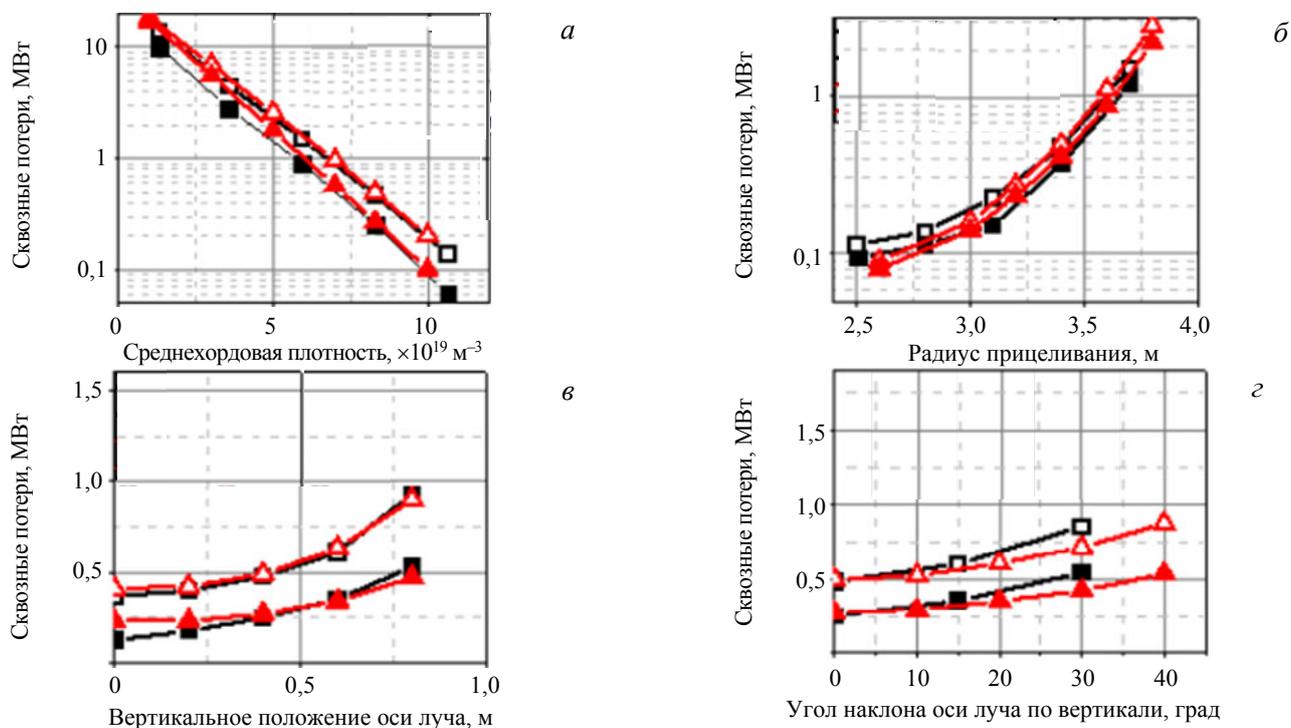


Рис. 10. Сканы сквозных потерь тонкого пучка (МВт) в ДЕМО-ТИН, построенные кодами NUBEAM (■) и VTOR (▲). Мощность инжекции 30 МВт, дейтериевый пучок $E_b = 500$ кэВ, влияние плотности плазмы, $R_t = 3,2/3,4$ м, $Z_t = 0,4$ м, без наклона ($\alpha = 0$) (*a*); влияние радиуса прицела R_t , $\langle n_e \rangle = 8,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $Z_t = 0/0,4$ м, без наклона ($\alpha = 0$) (*б*); влияние вертикального смещения Z_t , $\langle n_e \rangle = 8,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $R_t = 3,2/3,4$ м, без наклона ($\alpha = 0$) (*в*); влияние наклона пучка α , $\langle n_e \rangle = 8,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $R_t = 3,2/3,4$ м, $Z_t = 0,4$ м (*z*); ■, □ — NUBEAM, ▲, △ — VTOR, ■, ▲ — $R_t = 3,2$ м (*a, в, z*) и $Z_t = 0$ (*б*), □, △ — $R_t = 3,2$ м (*a, в, z*) и $Z_t = 0,4$ м (*б*)

Зависимость доли сквозных потерь тонкого пучка на первую стенку ДЕМО-ТИН от средней плотности плазмы показана на рис. 10, *a*. Видно, что при средней плотности плазмы $5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для дейтериевого пучка энергией $E_b = 500$ кэВ сквозные потери от инжектированной мощности 30 МВт составляют 7% (2 МВт). При снижении плотности плазмы до $1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ сквозные потери возрастают до 30—40%, поэтому ток или энергия пучка для разреженной плазмы должны быть скорректированы. Оптимальное поглощение дейтериевого пучка ($<1\%$) при $E_b = 500$ кэВ (или 250 кэВ/нуклон) достигается при плотности мишени $\langle n_e \rangle \approx 8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Однако дальнейшее повышение плотности должно негативно сказаться на профиле ионизации и эффективности генерации тока.

Влияние координаты прицела для горизонтального луча показано на рис. 10, *б, в* при средней плотности плазмы $8,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Наилучшее поглощение достигается при прохождении мишени макси-

мальной толщины. Аналитически можно показать, что для параболического профиля плазмы $(1 - r^2)$ в установке ДЕМО-ТИН оптимальная хорда поглощения (или наилучший прицел) смещена примерно на середину $(0,5a)$ малого радиуса внутрь от оси шнура и соответствует радиусу $R_t \approx 2,7$ м, а для сферических токамаков оптимальный прицел расположен ближе к оси плазмы $\Delta r \approx 0,3a$.

Поскольку в поверочных расчётах ВТОР и NUBEAM для ДЕМО-ТИН профиль плотности немного отличался от параболы (см. рис. 6, а), оптимальная хорда поглощения сдвинута внутрь тора, к меньшим значениям большого радиуса: $R_t < 2,5$ м. Из-за вытянутости полоидального сечения плазмы вертикальное смещение прицела в пределах интервала $Z_t = 0 - 0,4$ м слабо влияет на поглощение. Внутри этого интервала сквозные потери отличаются не более чем на 20%, а пучок перехватывается относительно равномерно по радиусу, так как дольше находится в центральных областях плазмы ($\rho < 0,5$). На практике геометрия прицела пучка ограничена возможностями размещения портов инжекции, т.е. конфигурацией магнитной системы, защиты и т.д.

Зависимость сквозных потерь от наклона оси пучка показана на рис. 10, з. Интересно отметить, что наклон пучка в ДЕМО-ТИН не улучшает поглощение (как можно ожидать), а немного снижает: при наклоне 40° потери удваиваются в результате уменьшения интегральной толщины мишени. С другой стороны, наклон пучка способствует лучшему удержанию ионов и тем самым повышает эффективность генерации тока. С учётом ограничений на расположение портов инжекции в ДЕМО-ТИН выбраны следующие параметры прицела оси пучка: $R_t = 3,4 - 3,5$ м, $Z_t = 0,4 - 0,5$ м ниже экватора, горизонтальная инжекция без наклона.

Как видно на рис. 10, различия в методиках расчёта сечений и в деталях геометрии заметно не влияют на результаты захвата, кроме случаев наклонной инжекции. Наибольшие отличия заметны при низкой плотности плазмы, при низком радиусе прицела и при больших углах наклона. Вероятнее всего, эти отличия объясняются принятыми упрощениями модели LNB. При малых плотностях возрастает время замедления ионов и растут их потери на перезарядку при столкновениях с нейтралами пучка, что приводит к уменьшению сквозных потерь в расчётах NUBEAM. Код ВТОР не учитывает взаимодействия типа пучок—пучок и эффект перезарядки ионов в процессе замедления. При радиусах прицела, меньших большого радиуса плазмы, NUBEAM выдаёт более высокие значения сквозных потерь нежели ВТОР (см. рис. 10, б). Это различие можно объяснить сдвигом профилей плазмы наружу, например, в результате шафрановского сдвига магнитной оси, который в коде NUBEAM учитывается, а в ВТОР на момент подготовки материала еще не был введён. Различия во влиянии наклона (рис. 10, з) вероятнее всего вызваны краевыми эффектами: при наклоне пучка возрастает вклад периферийных областей в общий захват, поэтому треугольность плазмы, введённая по-разному, может заметно изменить суммарную толщину мишени.

Краевые эффекты плотности иллюстрируются на рис. 11, где показаны профили плотности плазмы вдоль хорд различного прицела, рассчитанные обоими кодами. Видно, что в центральной области плазмы (см. рис. 11, а) различия между профилями ВТОР и NUBEAM минимальны, а на периферии достаточно заметны (см. рис. 11, б). Поэтому для развития и дальнейшего применения модели LNB важно уточнить форму сечения плазмы и ввести шафрановский сдвиг, поскольку эти факторы могут влиять на захват пучка и генерацию тока в компактных и сферических системах.

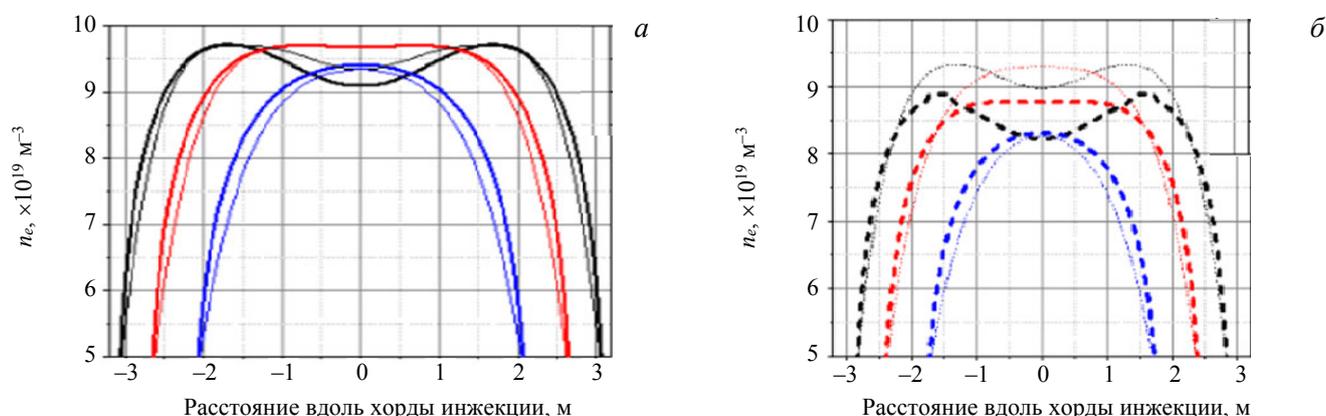


Рис. 11. Горизонтальные профили плотности электронов для различных хорд инжекции в ВТОР и NUBEAM: $Z = 0$, — — ASTRA, — — ВТОР, — — $R_t = 2,8$, — — $R_t = 3,2$, — — $R_t = 3,6$ м (а); $Z = 0,8$ м, - - - - ASTRA, ВТОР, - - - - $R_t = 2,8$, - - - - $R_t = 3,2$, - - - - $R_t = 3,6$ м (б)

РАСЧЁТЫ ГЕНЕРАЦИИ ТОКА ДЛЯ ТОКАМАКА Т-15МД, СРАВНЕНИЕ С АСТРА

С целью обоснования модели LNB и доказательства возможности её применения для оценок тока увлечения проведён анализ влияния плотности плазмы на профиль захвата быстрых атомов, на профиль тока генерации для условий, близких к рабочим режимам токамака Т-15МД.

Полученные результаты сравниваются с данными, опубликованными в работе [14]. В указанной работе параметры основной плазмы и их эволюция рассчитаны с помощью транспортного кода АСТРА [15]. Сравнение результатов ВТОР с классическим, многократно верифицированным (в том числе экспериментально) кодом является необходимым шагом верификации модели лёгкого пучка. Дальнейшую верификацию модели имеет смысл проводить на экспериментальных данных.

Для токамака Т-15МД ($R = 1,48$ м, $a = 0,67$ м, $B_t = 2$ Тл, $I_p = 2$ А) неиндуктивное поддержание тока (порядка 1—2 МА) будет необходимым условием квазистационарной работы. В качестве основной системы нагрева и поддержания тока предполагается использовать нейтральную инжекцию вследствие её высокой эффективности по всему сечению шнура. Предполагается использовать три инжектора быстрых атомов водорода с энергией основного компонента ~50—80 кэВ, прицельный радиус инжекции выбран $R_{inj} = 1,17$ м [14].

Расчёты проводились для различных плотностей плазмы, построены зависимости характеристик захвата пучка и генерируемого тока. Инжектируемый пучок состоит из атомов водорода с энергией основного компонента 80 кэВ и мощностью 8 МВт, плазма считается чисто водородной. Размер пучка в ВТОР принят $0,3 \times 0,6$ м. Результаты расчётов АСТРА и ВТОР показаны на рис. 12, 13.

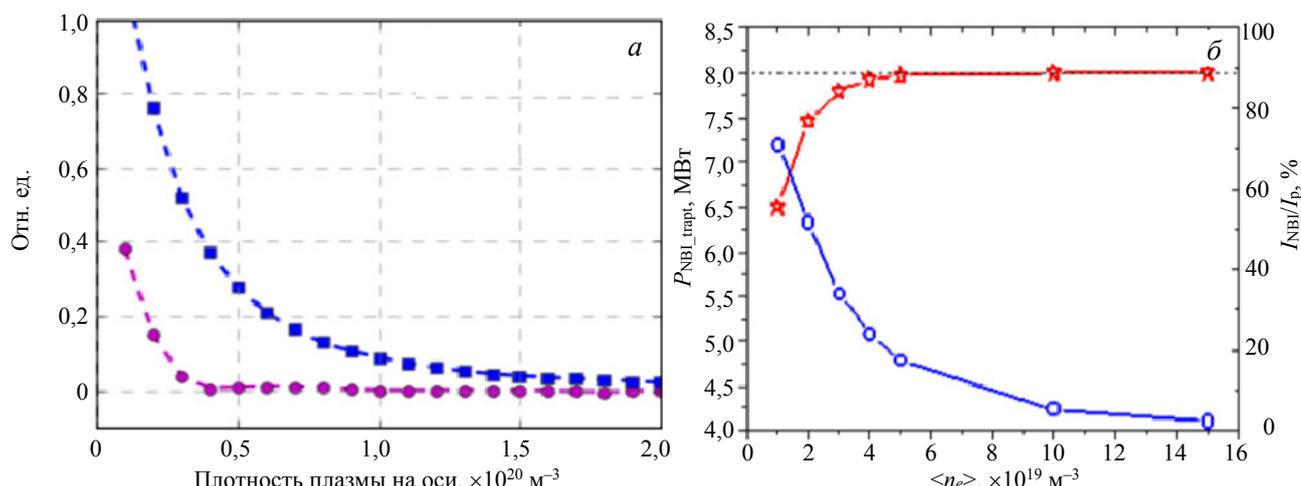


Рис. 12. Доля сквозных потерь пучка (●) и доля генерируемого неиндукционного тока (■) как функция плотности плазмы на оси (n_{e0} , 10^{20} м⁻³), расчёт ВТОР (а); захваченная мощность инжектируемых пучков (○) и доля генерируемого неиндукционного тока (★) как функция средней плотности плазмы (рис. 2 из [14]), расчёт АСТРА (б)

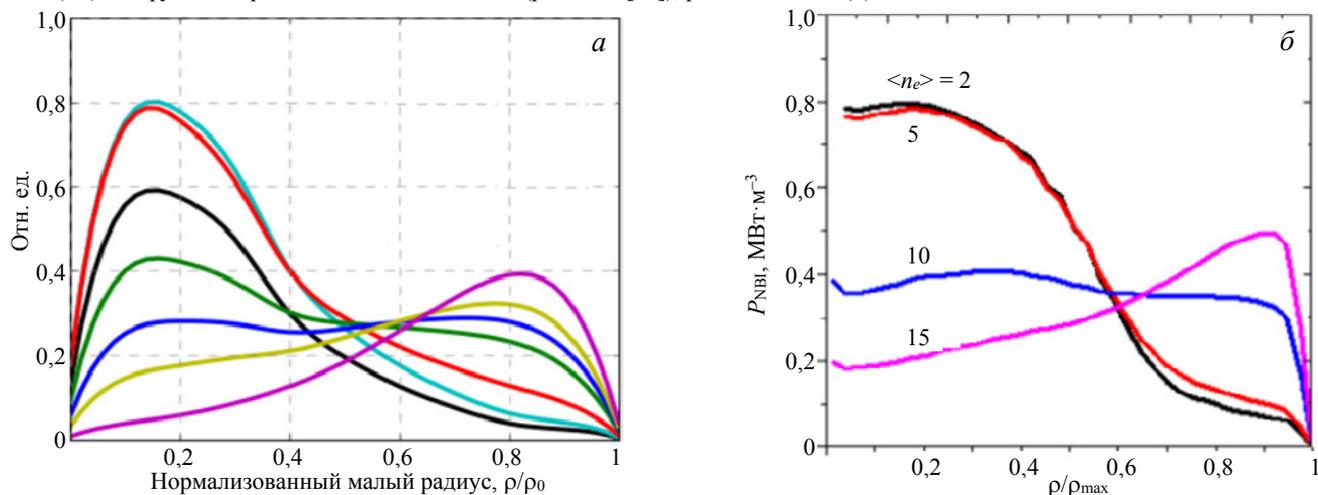


Рис. 13. Влияние плотности плазмы на профиль захвата (мощности) быстрых атомов с энергией 80 кэВ в плазме Т-15МД. Результаты расчётов кодом ВТОР: распределение плотности выделения пучка (ионизации быстрых атомов), с⁻¹·м⁻³, по приведённому малому радиусу при варьировании плотности плазмы на оси шнура (n_{e0} , 10^{20} м⁻³), профиль плотности параболический, N равно: — 0,2·10²⁰; — 0,5·10²⁰; — 1,0·10²⁰; — 1,25·10²⁰; — 1,5·10²⁰; — 2,0·10²⁰ (а); распределение выделения мощности пучков вдоль малого радиуса при разной средней плотности плазмы, значения плотности $\langle n_e \rangle$ в единицах 10^{19} м⁻³: — 2; — 5; — 10; — 15 (рис. 3 из [14]) (б)

На рис. 12, а, б видно, что при плотности плазмы выше $\sim 0,3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ сквозные потери пучков пренебрежимо малы (<5%). При уменьшении плотности сквозные потери («на пролёт») возрастают ($\sim 10\%$ при $n_e = \sim 0,2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$). Влияние плотности плазмы на профиль захвата (ионизации) по приведённому малому радиусу плазмы показано на рис. 13. При низких плотностях плазмы значительная часть быстрых атомов ионизуется в центральной области плазмы ($\rho < 0,5$), а при плотности порядка 10^{20} м^{-3} и выше заметен захват пучков на периферии ($\rho > 0,5$). Таким образом, с точки зрения радиального профиля захвата оптимальный диапазон плотности $(0,3—1)10^{20} \text{ м}^{-3}$.

На рис. 14 показаны профили тока генерации от быстрых ионов в процессе термализации. Для каждого набора параметров плазмы профиль тока рассчитан исходя из профиля ионизации пучка (см. рис. 13, а) и с применением модели замедления, описанной ранее.

На рис. 14 и 13, а видно, что даже при высоких сквозных потерях пучка (35%) в плазме низкой плотности суммарный ток быстрых ионов может превысить ток от пучка с лучшим захватом для выбранного диапазона плотностей: при $n_e = 0,1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ток примерно вдвое выше, чем при $n_e = 0,3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, и втрое выше, чем при $n_e = 0,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. В рамках модели LNB это объясняется зависимостью времени торможения иона от плотности плазмы n_e (5).

Сравнение результатов захвата пучка и генерации тока с кодом ASTRA позволяет судить о достаточно высоком качестве описания инжекции с помощью «лёгкой» модели, несмотря на очевидные упрощения LNB нулевого приближения. Это говорит о возможностях её применения там, где быстрое получение результата и его «воспроизводимость» имеют более высокий приоритет, нежели степень детализации классических моделей имитации плазмы, которые сложны не только на уровне постановки задачи, но и тем, что их результаты не всегда легко интерпретировать.

На рис. 13, а отчётливо заметна особенность лёгкой модели, которая отличает её результаты от задачи ASTRA. Поскольку в модели LNB нет переноса и усреднения между слоями плазмы, орбиты ионов не имеют ширины (при высокой статистике пучковых частиц), на профилях захвата пучка конечного размера на оси плазмы ($\rho \approx 0$) всегда наблюдается «провал» (или локальный минимум), причём он имеет место даже в случае осевой инжекции (в T-15МД инжекция внеосевая). Данный эффект не всегда заметен в статистических моделях МК, где обычно применяется усреднение между ячейками или по ширине орбиты. В модели LNB минимум в центре шнура исчезает лишь при строго горизонтальной инжекции бесконечно тонкого луча в центр сечения плазмы, причём энергия и плотность плазмы должны быть подобраны так, чтобы максимум поглощения пучка приходился на среднюю часть хорды инжекции. Заметим, что на периферии плазмы локальное значение критической энергии E_c обычно значительно ниже, чем на оси, и поэтому в этих слоях доминирует нагрев электронов, а на оси шнура — наоборот, преобладает нагрев ионов, а с ним растёт и поперечное рассеяние быстрых ионов в процессе замедления. Отсюда можно предположить, что в центре сечения плазмы модель LNB должна завышать, а не занижать генерацию тока ионов. В дальнейшем предстоит выяснить, действительно ли ток увлечения имеет тенденцию к уменьшению в центре (даже при осевой инжекции), или это следствие принятых на данный момент упрощений. Также в будущем предполагается в рамках LNB исследовать другие факторы «формы» влияния на результирующий ток увлечения, как-то: вращение силовых линий, радиус орбиты ионов, баунс-эффекты, экранирование электронами и т.д.

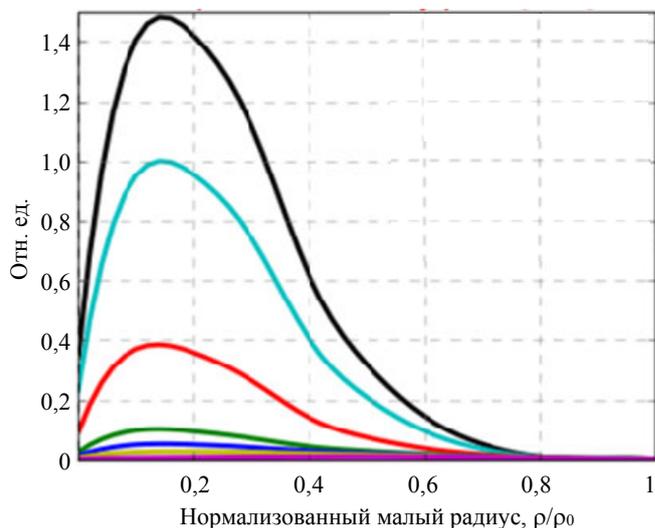


Рис. 14. Влияние плотности плазмы на профиль тока увлечения от пучка быстрых атомов с энергией 80 кэВ в плазме T-15МД. Результаты расчёта кодом BTOR, N равно: — $0,2 \cdot 10^{20}$; — $0,5 \cdot 10^{20}$; — $1,0 \cdot 10^{20}$; — $1,25 \cdot 10^{20}$; — $1,5 \cdot 10^{20}$; — $2,0 \cdot 10^{20}$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Высокий выход термоядерных нейтронов в установках ДЕМО-ТИН и ТИН-СТ основан на возможности поддержания реакции синтеза в двухкомпонентном токамаке, где значительный вклад в мощность синтеза вносят взаимодействия между надтепловыми ионами пучка и тепловыми ионами фоновой плазмы. В таких системах параметры плазмы (произведение плотности на время удержания энергии) ниже, чем требуется для поддержания такой же скорости реакции синтеза в однокомпонентной максвелловской плазме.

В данной работе представлена простая модель инъекции LNB, которая комбинирует аналитические методы описания плазмы с максимально подробным описанием пучка в виде большого количества лучей ($\sim 10^6$) и позволяет проводить оптимизацию системы пучок—плазма на несколько порядков быстрее традиционных статистических моделей, не прибегая к серьёзным геометрическим упрощениям и эмпирическим скейлингам. Модель LNB может использоваться как для уточнения рабочих точек, рассчитанных системными кодами, так и с целью проверки результатов расчётов пучковых эффектов более сложными кодами, особенно в тех случаях, когда результаты этих кодов трудно интерпретировать или сопоставить с данными эксперимента.

Вследствие использования моделью LNB аналитических формул и детерминированных алгоритмов результаты расчётов не зависят от случайных величин, легко верифицируются и воспроизводятся. В LNB не решается задача итерационного согласования параметров пучка и мишени, поэтому её применение пока ограничено анализом стационарных или квазистационарных режимов, при слабом или относительно медленном влиянии пучка на параметры основной плазмы.

В рамках модели LNB возможно детальное описание геометрии магнитных поверхностей и кинетических профилей плазмы. Мишень не обязана быть осесимметричной, тороидальной и т.п., но её топология должна быть описана либо аналитическими функциями, либо на сетке (2D или 3D), а свойства (плотность, температура, состав) должны однозначно определяться в любой точке или ячейке.

Пучок тоже можно задавать аналитическим профилем интенсивности (для сравнения с традиционными моделями), но наиболее эффективным и точным является описание пучка в виде многолучевой статистики, подобной детальной модели пучка в инъекционном коде BTR [11]. Комбинация модели пучка из BTR и методики LNB позволяет проводить трёхмерный анализ поглощения и генерации тока с учётом реального пространственно-углового распределения пучковых частиц.

Модель LNB предлагает быстрый и надёжный инструмент параметрического анализа режимов термоядерных источников нейтронов. В настоящее время она применяется для получения начального пространственно-углового распределения быстрых ионов в плазме, сквозных потерь и карт нагрузки на первую стенку, профилей генерации тока, распределения скоростей реакций пучкового синтеза и нейтронного выхода в проектируемых установках ТИН.

Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт».

Авторы выражают глубокую признательность А.Ю. Днестровскому за активное участие в подготовке материала, а также серьёзный вклад в разработку быстрых моделей расчёта плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wesson J.** Tokamaks 4th Edition. — Oxford: Oxford University Press, 2011.
2. **Kuteev B.V. et al.** Steady state operation in compact tokamaks with copper coils. — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 073013.
3. **Kuteev B.V. et al.** Status of DEMO-FNS development. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, № 7, p. 076039.
4. **Hobirk J., Oikawa T. et al.** Off-axis neutral beam current drive experiments on ASDEX upgrade and JT-60U. — In: 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. St. Petersburg, 7—11 July 2003, ECA, vol. 27A, O-4.1B.
5. **Heidbrink W.W., van Zeeland M.A. et al.** Initial measurements of the DIII-D off-axis neutral beams. — Nucl. Fusion, 2012, vol. 52, p. 094005 (12 p.).
6. **Oikawa T., Park J.M. et al.** Benchmarking of neutral beam current drive codes as a basis for the integrated modeling for ITER. — In: Proc. of the 22nd International Conference on Fusion Energy. Geneva, Switzerland, 2008 (Vienna, IAEA, 2008), IT/P6-5.

7. **Голиков А.А., Кутеев Б.В.** Выбор параметров режима стационарного разряда в компактном токамаке. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 2, с. 50—58.
8. **Голиков А.А., Кутеев Б.В.** Усовершенствованная модель для анализа плазменных характеристик токамака с интенсивной реакцией ядерного синтеза. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 1, с. 45—63.
9. **Pankin A. et al.** — Comput. Phys. Commun., 2004, vol. 159, p. 157.
10. **Ананьев С.С., Длугач Е.Д., Кутеев Б.В., Панасенков А.А.** Моделирование и оптимизация системы нейтральной инжекции для проекта термоядерного источника нейтронов ДЕМО-ТИН. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 3, с. 57—79.
11. **Dlougach E.D.** BTR code webpage, URL: <https://sites.google.com/site/btr-code/> (updated 01.09.2021).
12. **Janev R.K. et al.** Penetration of energetic neutral beams into fusion plasmas. — Nucl. Fusion, 1989, vol. 29, p. 2125.
13. **Гончаров П.Р., Кутеев Б.В., Голиков А.А., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р., Шпанский Ю.С., Сергеев В.Ю., Бычков А.С., Грязневич М.П.** Сопоставление нейтронного выхода классических и сферических токамаков. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 2, с. 36—43.
14. **Леонов В.М.** Исследование условий получения квазистационарных режимов в токамаке T-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, т. 39, вып. 3, с. 73—79.
15. **Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.** ASTRA — Automated System for Transport Analysis in a Tokamak: Preprint IPP 5/98. Garching, Germany, 2002.



Евгения Дмитриевна Длугач, с.н.с., дважды лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
edlougach@gmail.com



Борис Васильевич Кутеев, заместитель руководителя Отделения по гибридным системам, д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия
Kuteev_BV@nrcki.ru



Сергей Станиславович Ананьев, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премий Правительства РФ, им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Ananyev_SS@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 16 марта 2021 г.

После доработки 5 августа 2021 г.

Принята к публикации 28 сентября 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с. 63—79.