

УДК 621.039.623

ИССЛЕДОВАНИЕ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА РАБОТЫ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА НА ОСНОВЕ ТОКАМАКА

А.Ю. Днестровский, А.А. Голиков, Б.В. Кутеев, Р.Р. Хайрутдинов (РНИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия), М.П. Грязневич (TSUK, Culham Science Centre, Abingdon, OX14 3DB, UK)

Данная работа посвящена численному исследованию режима работы термоядерного источника нейтронов (ТИН) с помощью одномерного транспортного кода ASTRA и кода расчёта инжекции нейтрального пучка NUBEAM на основе метода Монте-Карло. В используемой модели самосогласованно учитываются конечное время удержания энергии плазмы, взаимодействие плазмы с нейтральным пучком и генерация электрического тока. Найден стационарный режим работы ТИН со средней плотностью плазмы $\sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и полным током 1,5 МА, тороидальным магнитным полем 1,5 Тл, дающий нейтронный выход $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-1}$ для компактного токамака с аспектным отношением $R/a = 0,5/0,3 \text{ м}$ и вертикальным удлинением шнура $\kappa = 2,75$. Оптимизированы параметры источника нейтральных атомов: полная вводимая мощность на пучке 6 МВт, энергия частиц 130 кэВ, оптимальный угол ввода пучка порядка 10° по вертикали. Показана трудность реализации режима работы ТИН с высокой долей бутстреп-тока. Проведён анализ чувствительности оптимального режима к форме профилей плотности и температуры плазмы. Проведена проверка надёжности результатов применения модели путём уменьшения удержания тепловой энергии плазмы. Показано, что в широких пределах изменения удержания магнитного поля и тока реализуется стационарный режим, а выход нейтронов получается достаточным для демонстрационных целей.

Ключевые слова: токамак, источник нейтронов, параметры разряда, генерация тока, стационарный режим.

THE INVESTIGATION OF THE STEADY STATE REGIME FOR THE TOKAMAK NEUTRON SOURCE. A.Yu. DNESTROVSKIY, A.A. GOLIKOV, B.V. KUTEEV, R.R. KHAIRUTDINOV, M.P. GRYAZNEVICH. The one dimensional transport code ASTRA and the Monte Carlo code NUBEAM are used for simulations of a compact ST neutron source (TIN) steady state regime. The results of a self consistent simulations of the thermal energy transport, plasma-beam interaction and current drive are presented. The steady state regime in TIN with averaged density $\sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$, plasma current 1.5 MA, toroidal field 1.5 T and neutron output up to $5 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$ is obtained in the compact ST with $R/a = 0.5/0.3 \text{ m}$ and $\kappa = 2.75$. Optimization of neutral beam parameters for the steady state regime gives the optimal values of input beam power 6 MW, beam energy 130 keV, the vertical angle of the beam injection 10 degrees. The regime with the high bootstrap current fraction at higher density is shown to be difficult to achieve. The sensitivity analysis of regime parameters to the variation in the density and temperature profile is carried out. Influence of the plasma confinement on the feasibility of steady-state conditions is investigated. It is shown that the steady state regime can be achieved in a wide range of the plasma confinement, magnetic field and plasma current, and the neutron output is found to be sufficient for demonstration purposes and possible applications.

Key words: tokamak, volume neutron source, parameters for plasmas discharge, current drive, steady state operation.

ВВЕДЕНИЕ

Целью данной работы является исследование стационарного режима термоядерного источника нейтронов (ТИН) на основе компактного токамака [1] с помощью одномерных транспортных расчётов. Основные геометрические параметры, такие, как большой радиус R , аспектное отношение R/a , вытянутость κ и треугольность δ , а также варьируемые физические параметры, а именно: средняя плотность плазмы $\langle n \rangle$, электрический ток плазмы I_{pl} , энергия E_{beam} и мощность P_{beam} пучка приведены в табл. 1. В работе [2] были проведены интегральные расчёты по оптимизации режима ТИН, где параметры варьировались в более широких пределах. Было выявлено существование двух режимов работы ТИН с дополнительным нагревом инжекцией пучка нейтральных атомов с низкой и высокой плотностью. В режиме с высокой плотностью ток поддерживается преимущественно за счёт бутстреп-тока, при низкой плотности будет существенным вклад тока, генерируемого в результате инжекции пучка. Генерация тока ВЧ-волнами в исследуемых режимах не рассматривалась. Как показали интегральные расчёты, нейтроны производятся при D—T-реакции преимущественно на взаимодействии пучок—плазма, а нейтронный выход сильно зависит от энергии и мощности пучка. Концентрация быстрого компонента, который вступает в ядерную реакцию синтеза, в свою очередь зависит не только от параметров пучка, но и от скорости остывания частиц, т.е. от электронной температуры плазмы. Отсюда важным параметром для производства нейтронов является электронная температура в отличие от режимов термоядерного синтеза, когда важно поддерживать ионную температуру. Поэтому поглощение энергии пучка в плазме необходимо описывать самосогласованно с учётом конечного времени удержания тепловой энергии плазмы.

Т а б л и ц а 1. Диапазон варьирования параметров в расчётах стационарного режима ТИН

R	R/a	$\langle n \rangle$	I_{pl}	B_0	E_{beam}	P_{beam}	κ	δ
0,5 м	1,67	$(1-4)10^{20} \text{ м}^{-3}$	1—3 МА	1,35—1,5 Тл	50—150 кэВ	<15 МВт	2,75	0,5

Кроме того, необходимо удовлетворить физическим ограничениям, внешним для задачи транспортного анализа. Необходимо обеспечить условие МГД-устойчивости плазменного шнура, налагаемое на параметр «бета нормализованное» $\beta_N = \beta a B_0 / I$, где β — отношение среднего по объёму теплового давления плазмы p к среднему по объёму магнитному давлению, B_0 — вакуумное магнитное поле на геометрической оси тора. Ограничение сверху на параметр β_N при заданном p означает требование на минимальный ток I (в ТИН для $\beta_N \sim 4\text{—}5$ это даёт $I \sim 1\text{—}2$ МА). Технологический предел на тепловые нагрузки на стенку вносит ограничение на вводимую мощность не более 15 МВт для данной установки.

Основным отличием режима ТИН от экспериментальных режимов на сферических токамаках (СТ) является высокая плотность вводимой мощности. Это придаёт режиму такие особенности, как высокая доля горячих частиц, высокая скорость вращения, низкая столкновительность. По безразмерным параметрам, таким, как столкновительность ионов ν_i^* и электронов ν_e^* , безразмерный ларморовский радиус ионов ρ_i^* точки режимов ТИН лежит сильно в стороне от экспериментальных режимов в существующих СТ. Так, столкновительность в ТИН ожидается значительно меньше, чем в существующих токамаках MAST и NSTX [3]. На рис. 1 приведён профиль ρ_i^* в зависимости от ионной ν_i^* и электронной ν_e^* столкновительности. На рис. 2 приведены точки в безразмерных координатах ν_i^* и ρ_i^* для теплового компонента плазмы в различных установках. Видно, что по обоим параметрам ТИН отстоит далеко от действующих установок, т.е. область параметров ТИН экспериментально ещё не исследовалась, поэтому описание транспорта имеет характер экстраполяции. Тем не менее потери теплового компонента при больших ρ_i^* в ТИН соответствуют потерям горячих частиц в существующих экспериментах, которые хорошо согласуются с теорией потерь быстрого компонента [4]. Кроме того, на существующих СТ получены режимы с ионным теплопереносом, близко подходящим к своей нижней границе — к неоклассическому значению. Такое сужение границ в принципе уменьшает разброс в предсказаниях переноса.

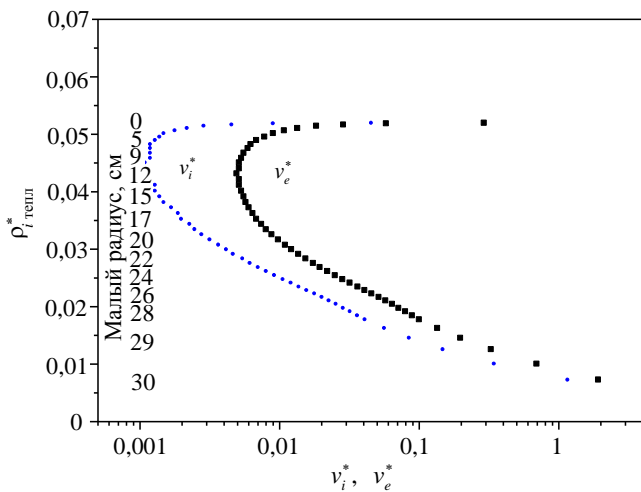


Рис. 1. Изменение по радиусу параметра ρ_i^* для теплового компонента в зависимости от ν_i^* и ν_e^* в стационарном режиме в установке ТИН

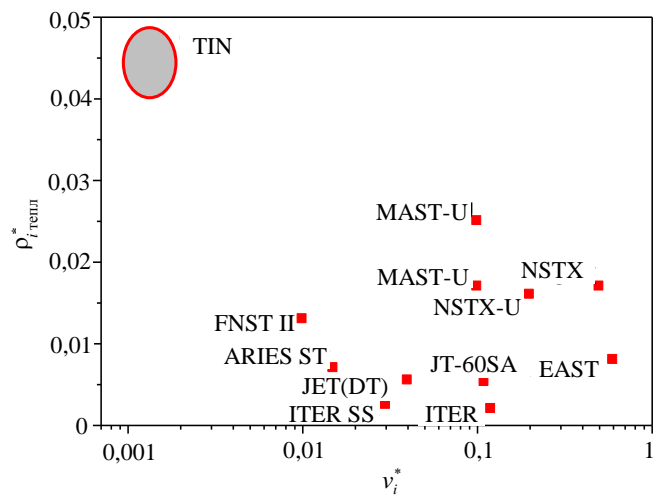


Рис. 2. Положение режимов работы различных токамаков на плоскости безразмерных параметров ρ_i^* , ν_i^*

Существенно может сказаться на удержании также и уменьшение электронной столкновительности ν_e^* . На проектируемых СТ планируется выходить на режимы, в которых электронная столкновительность в 10—100 раз ниже, чем в реализованных в настоящее время режимах. Если в токамаках с большим аспектным отношением зависимость удержания от параметра ν_e^* слабая при низкой столкновительности, то для СТ эта зависимость может быть сильная. Для оправдания экстраполяции сильной зависимости для СТ в область малых значений электронной столкновительности для режимов ТИН необходимо отметить, что увеличение магнитного поля по сравнению с полем в существующих СТ может стабилизировать электростатические и электромагнитные моды, которые определяют электронный транспорт в СТ.

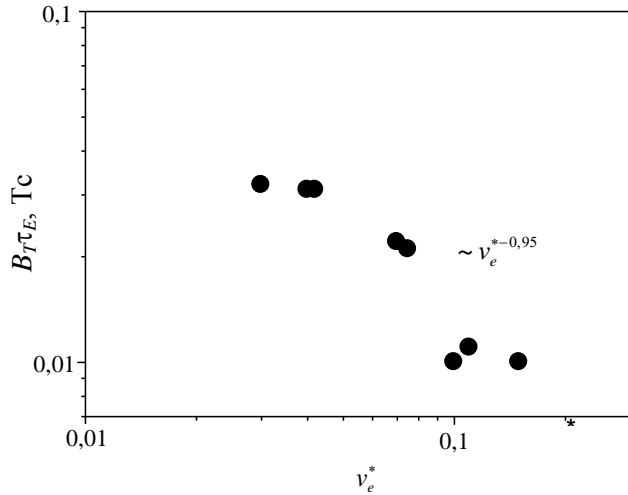


Рис. 3. Зависимость параметра удержания $B_T \tau_E$ от безразмерного параметра ν_e^* для установки NSTX. Данные взяты из работы [6]

ка нейтральных атомов, доля энергии в быстрых частицах рассчитываются с помощью метода Монте-Карло кодом NUBEAM [8], который был проверен на существующих экспериментах.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Транспортный анализ стационарного режима проводится с помощью кода ASTRA [9]. Модель включает самосогласованный расчёт транспорта энергии в ионном и электронном компоненте, нормированного на скейлинг, полученный для токамаков с низким аспектным отношением, генерации полоидального потока магнитного поля и равновесия плазменного шнура. Пространственные профили коэффициентов теплопроводности задаются параметрически. Результаты вариации параметров указанных профилей представлены далее. Для расчёта генерации электрического тока используются неоклассическая проводимость и выражения для бутстреп-тока [10], ток от пучка рассчитывается кодом NUBEAM. Профиль плотности плазмы и её среднее значение задаются как внешние параметры задачи, профили электронной и ионной температуры, полоидального магнитного потока являются решением указанной задачи.

Скейлинг для удержания тепловой энергии из работы [3] задаётся согласно формуле

$$W_{th} = W_{tot}^{sc} - W_{fast}, \quad (1)$$

где W_{fast} — энергия в горячем компоненте; $W_{tot}^{sc} = 0,252 I_{pl}^{0,59} B_0^{1,4} P_{tot}^{0,27}$ — суммарная энергия теплового и горячего компонентов плазмы; P_{tot} — поглощённая мощность, единицы измерения МДж, МА, Тл, МВт. Скейлинг для энергетического времени удержания теплового компонента берётся в виде

$$\tau_{Valovic} = \frac{W_{th}}{P_{tot}} = \frac{W_{th}}{W_{tot}} \frac{W_{tot}^{sc}}{P_{tot}} = \alpha \frac{W_{tot}^{sc}}{P_{tot}}, \quad (2)$$

где α — доля энергии в тепловом компоненте в полной энергии плазмы, $\alpha = \frac{W_{th}}{W_{tot}} = 1 - \frac{W_{fast}}{W_{tot}}$; W_{fast} рассчитывается при решении задачи поглощения пучка с помощью кода NUBEAM [8].

В работе [3] геометрические параметры (R — большой радиус, a — малый радиус, κ — вытянутость плазмы) не вошли в скейлинг на основании того, что во взятой базе данных они варьировались в небольших пределах: $R = 0,77—0,90$ м, $a = 0,54—0,62$ м, $\kappa = 1,7—2,0$. Согласно скейлингу IPB98(y,2) учёт этих параметров даёт дополнительный фактор в скейлинге: $G = R^{1,97} \kappa^{0,78} (a/R)^{0,58} M^{0,19}$ (где учтено также массовое число основного компонента плазмы $M = 2$ для дейтерия). В пределах базы данных работы [3] фактор G меняется в пределах 0,84—1,28, что является несильным отклонением от единицы,

Кроме того, для ТИН можно ожидать улучшение удержания по отношению к скейлингу IPB98(y,2) [5]. По этому скейлингу $W \sim n^{0,41}$ и зависимость от столкновительности очень слабая: $B_T \tau_E \sim \nu^{*-0,01}$. Однако в СТ в эксперименте получена зависимость $B_T \tau_E \sim \nu^{*-0,9-0,95}$ для NSTX [6] и $B_T \tau_E \sim \nu^{*-0,82}$ для MAST [7], точки NSTX показаны на рис. 3. Для токамаков с большим аспектным отношением эта зависимость слабее, она меняется от $B_T \tau_E \sim \nu^{*-3/4}$ при понижении столкновительности в 50 раз до зависимости $B_T \tau_E \sim \nu^{*-1/4}$. Поэтому для ТИН можно предположить, что удержание будет более благоприятным, чем по скейлингу IPB98(y,2).

Задача поглощения пучка решается более достоверно, так как инжекторы нейтральных пучков выбираются из уже существующих и используемых на действующих токамаках. Поглощение пучка

если учесть, что крайние значения редко реализуются в силу достаточно большого набора разрядов (97 точек), т.е. можно предположить, что в основном фактор G имеет значение около единицы. В таком случае скейлинг для полной энергии с учётом вариации геометрических параметров можно взять в виде

$$W_{\text{tot}}^{\text{sc}} = 0,252 I_{\text{pl}}^{0,59} B_0^{1,4} P_{\text{tot}}^{0,27} G. \quad (3)$$

Для исследуемого в данной статье нейтронного источника получаем $G_{\text{ТИН}} = 0,47$ согласно геометрическим параметрам, приведённым в табл. 1.

С помощью кода NUBEAM рассчитывается источник нейтронов, возникающих при взаимодействии пучок—плазма и термоядерных нейтронов, возникающих при взаимодействии тепловых ионов. Концентрация трития в расчётах составляет 50% в тепловом компоненте плазмы, рассчитывается источник продольного тока от пучка и бутстреп-ток, генерируемый давлением теплового компонента плазмы.

ПРОФИЛИ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Для оценки влияния формы пространственного профиля коэффициентов теплопроводности на параметры режима проводятся расчёты с различными профилями параметров. Продемонстрируем влияние эффектов профиля плотности и температуры на параметры плазмы ТИН. На рис. 4 показаны пределы варьирования рассчитанного профиля электронной температуры T_e при изменении задаваемого профиля коэффициентов теплопроводности. Коэффициенты теплопроводности для ионной и электронной температуры в модели задаются одинаковыми. Для основного режима коэффициенты теплопроводности выбраны постоянными по радиусу с провалом на границе для описания пьедестала. Это приблизительно соответствует эксперименту на NSTX [6].

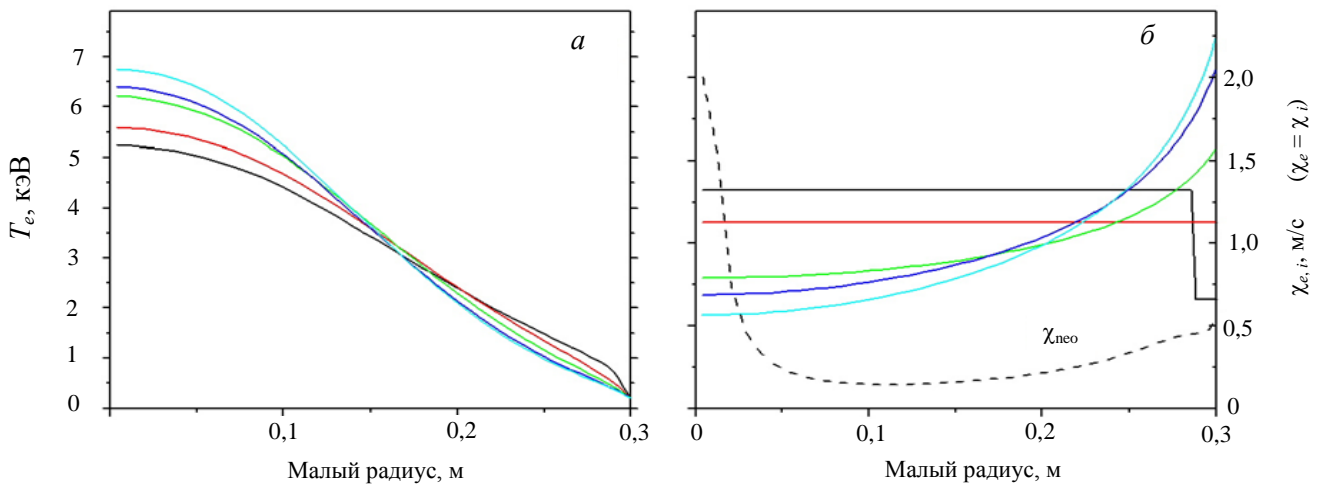


Рис. 4. Профили электронной температуры (а) и коэффициентов ионной и электронной теплопроводности (б) при различной пикированности электронной и ионной температуры: - - - ионная неоклассическая теплопроводность χ_{neo}

НУЛЬМЕРНЫЙ АНАЛИЗ

Для качественной демонстрации различных режимов в ТИН мы обратились к нульмерной модели, представленной в работе [2]. Неопределённость в зависимости скейлинга удержания от плотности сильно влияет на предсказания величин неиндуктивной генерации тока. Растущая зависимость удержания от плотности в скейлинге IPB98(y,2) благоприятно сказывается на возможности генерации бутстреп-тока: $I_{\text{BS}} \sim W_{\text{th}} \sim n^{0,41}$. В используемой в данной работе транспортной модели (1)—(3) из [3] зависимость от плотности проявляется через долю тепловых частиц α в формуле (2), которая растёт с ростом плотности. Кроме того, этот параметр обратно пропорционально зависит от вводимой мощности на нейтральном пучке. Результаты расчётов по скейлингу IPB98(y,2) по нульмерной модели с различными значениями Н-фактора представлены на рис. 5 для пучка с энергией частиц 130 кэВ. Значения Н-фактора, т.е. коэффициента увеличения удержания по отношению к скейлингу IPB98(y,2) взяты согласно расчётам по одномерной транспортной модели (1)—(3) для стационарных режимов, указанных звёздочками на рис. 5: для разной вводимой мощности взяты различные значения Н-фактора. Видно, что, по крайней мере, для $H > 1$

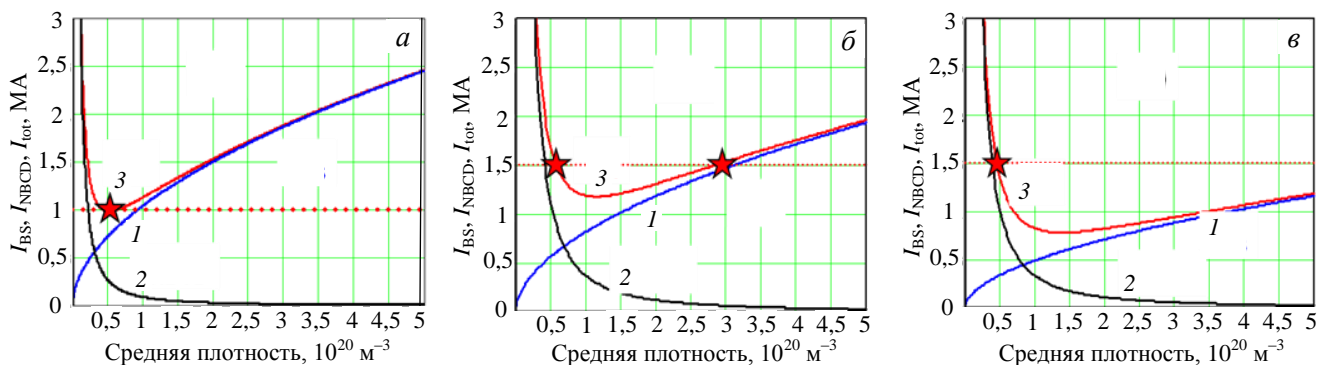


Рис. 5. Зависимость величины бутстреп-тока I_{BS} (1), тока от нейтрального пучка I_{NBCD} (2) и суммарного тока I_{tot} (3) от средней плотности плазмы для случаев при полной вводимой мощности и H-факторе: а — 2 МВт и 2,2; б — 6 МВт и 1,4; в — 8 МВт и 0,9; ★ — стационарные режимы при токе плазмы: 1 МА (а); 1,5 МА (б, в). Энергия частиц пучка 130 кэВ

возникают два стационарных режима: с низкой и высокой плотностью. В режиме с высокой плотностью плазмы $n > 4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ток плазмы обеспечивается преимущественно за счёт бутстреп-тока (более 80%), оставшуюся часть тока даёт пучок. В режиме с низкой плотностью $n \sim 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ток обеспечивается и пучком, и за счёт бутстреп-тока примерно в равных долях. При увеличении вводимой на пучке мощности доля быстрых частиц возрастает, а это приводит к ухудшению удержания согласно (1)—(3) и ставит под вопрос существование стационарного режима с высокой плотностью, реализуемого за счёт бутстреп-тока.

Далее будут проанализированы стационарные режимы с высокой и низкой плотностью, для описания транспорта используется модель (1)—(3).

РАСЧЁТ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРАЛЬНОГО ПУЧКА

Нейтроны в режимах ТИН большей частью создаются за счёт D—T-реакции при взаимодействии горячих частиц от пучка и ионов основной плазмы. Проникновение нейтрального пучка, остывание горячих частиц и передача энергии тепловому компоненту плазмы рассчитываются кодом NUBEAM [8], интегрированным в транспортный код ASTRA. Потери высокоэнергетичных частиц включают орбитальные потери, перезарядочные потери и пролёты нейтралов сквозь плазменный шнур. Предполагается, что с помощью пучка осуществляется и подпитка плазмы тритием. Используется дейтериево-тритиевый пучок равных концентраций D/T = 1/1, что обеспечивает такой же компонентный состав и в основной плазме.

Схема геометрических параметров ввода нейтрального пучка в плазму, задаваемых в коде NUBEAM [8], показана на рис. 6. Важным параметром для генерации тока является вертикальный угол ввода пучка α . На рис. 7. представлены зависимости тока, создаваемого пучком, и бутстреп-тока от угла α . Видно, что ток от пучка имеет характерный максимум, сдвигающийся при изменении тока плазмы. При увеличении угла α растут орбитальные потери пучка, а поглощённая мощность падает, что также показано на рис. 7. Для тока плазмы $I_{pl} = 3 \text{ МА}$ оптимальным является угол $\alpha \sim 30\text{--}40^\circ$, а для тока $I_{pl} = 1,5 \text{ МА}$ $\alpha \sim 10^\circ$. Такие зависимости соответствуют представлению, что для генерации тока оптимально вводить пучок вдоль силовой линии магнитного поля. Угол ввода пучка по технологическим соображениям должен быть зафиксирован. Хотя оптимальный угол ввода пучка может меняться в пределах от -10 до $+30^\circ$, эффективность генерации, ввода мощности, нейтронный выход меняются при этом не более чем на 30%, что может быть скомпенсировано повышением вводимой мощности на пучке.

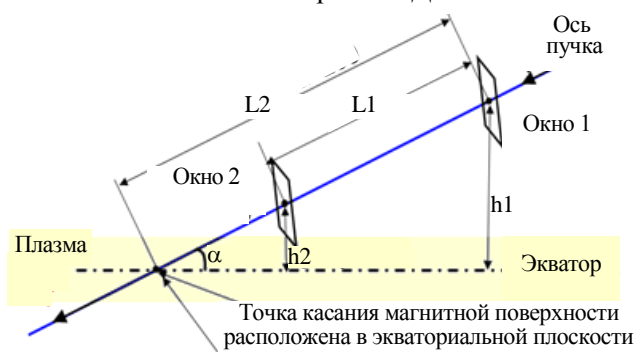


Рис. 6. Геометрия пучка в коде NUBEAM [8]

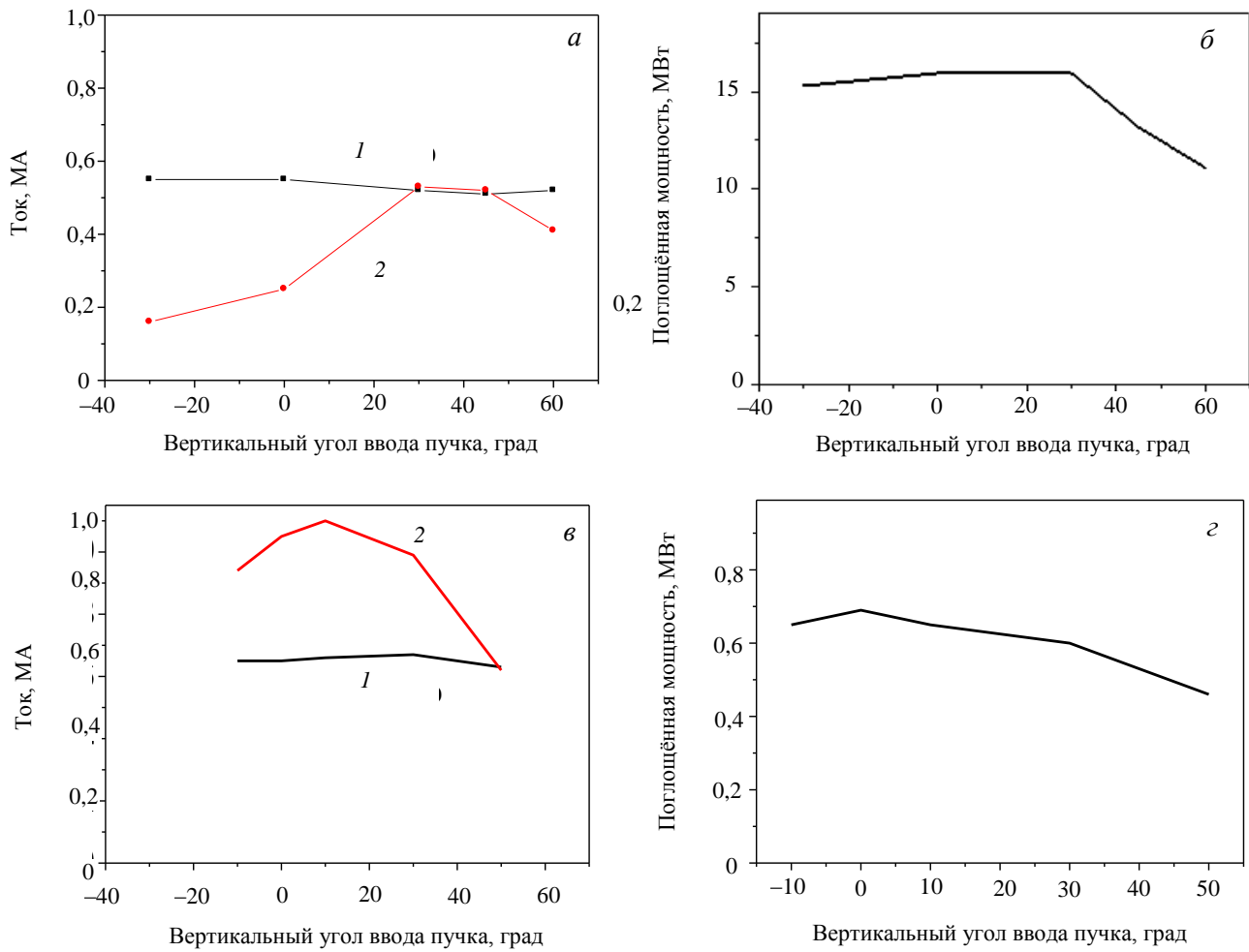


Рис. 7. Зависимость бутстреп-тока (1) и тока от пучка (2) (а, в), поглощённой мощности от пучка (б, г) от вертикального угла ввода пучка для режимов с током плазмы: а, б — 3; в, г — 1,5 МА

Другой важный параметр пучка — это энергия быстрых частиц. Важность этого параметра была показана уже в нульмерных расчётах [2]. Энергия пучка имеет значение на начальной стадии роста тока для эффективности генерации тока и сказывается на нейтронном выходе. Как показано на рис. 8, при энергии больше 100 кэВ доля нейтронов, полученных на D—T-реакции в тепловом компоненте плазмы, становится малой, однако полный нейтронный выход растёт. Это обеспечивается ростом интенсивности D—T-реакции при взаимодействии пучок—плазма. Увеличение энергии пучка при заданной мощности приводит к перераспределению нагрева в пользу электронного компонента плазмы, к росту температуры электронов и, тем самым, к более медленному остыванию. Доля энергии быстрого компонента в полной энергии плазмы в результате растёт, что вызывает рост нейтронного выхода.

С ростом энергии пучка наблюдается также сильный рост эффективности генерации тока, как показано в расчётах, приве-

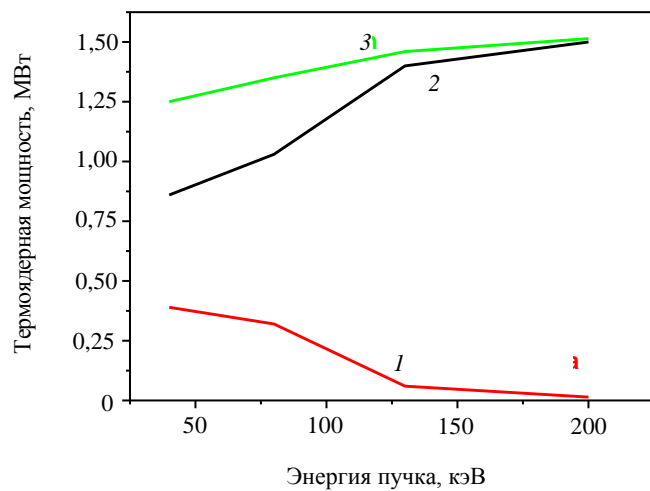


Рис. 8. Зависимость мощности ядерной реакции синтеза на взаимодействиях плазма—плазма (термоядерная реакция) (1), пучок—плазма (2) и суммарной мощности (3) от энергии пучка для стандартного режима ТИН

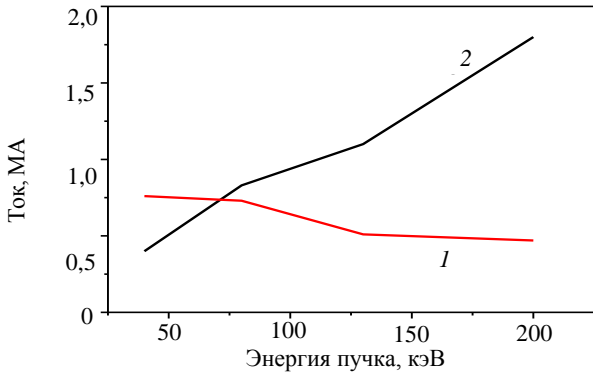


Рис. 9. Зависимость генерации бутстреп-тока (1) и тока от пучка (2) от энергии пучка для стандартного режима ТИН

данных на рис. 9 для средней плотности $\langle n_e \rangle = 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Этим, однако, нельзя воспользоваться на стадии подъёма тока из-за больших потерь на сквозных пролётах в плазме меньшего размера и более низкой плотности. Эта стадия, возможно, потребует пучок более низкой энергии, а именно порядка 50 кэВ, что является предметом дальнейших исследований. Для стационарной стадии выбрана энергия 130 кэВ, которая определяется в основном существующими технологиями производства инжекторов.

ВЫБОР СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА

Исследовалось влияние формы профилей плотности и температуры электронов и ионов на нейтронный выход и генерацию тока. Вариация коэффициента теплопроводности и профиля электронной температуры показана на рис. 4. На рис. 10 показаны результаты расчётов при варьировании коэффициента теплопроводности для режима $I_{pl} = 1,5 \text{ МА}$, $B_0 = 1,5 \text{ Тл}$ и средней плотности 10^{20} м^{-3} .

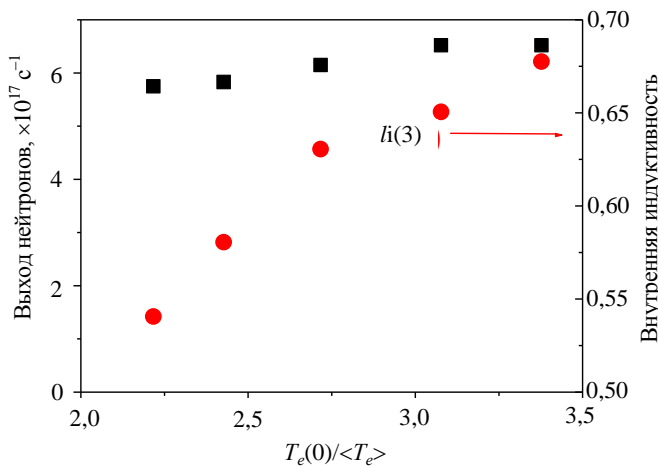


Рис. 10. Эффект пикированности профиля электронной температуры: ■ — нейтронный выход; ● — внутренняя индуктивность плазмы

Видно, что нейтронный выход сильно не меняется при изменении пикированности профиля температуры, профиль плотности здесь не варьируется. Однако изменение индуктивности плазменного шнура $li(3)$ в пределах 0,52—0,68 может оказаться существенным с точки зрения управления формой и положением плазменного шнура и вертикальной устойчивости. Учёт этих эффектов в модели менее достоверен, чем расчёт глобальных параметров, таких, как нейтронный выход и генерация тока. Необходимо также заметить, что вариация пикированности температуры в допустимых нами пределах не сказывается на величине генерируемого тока.

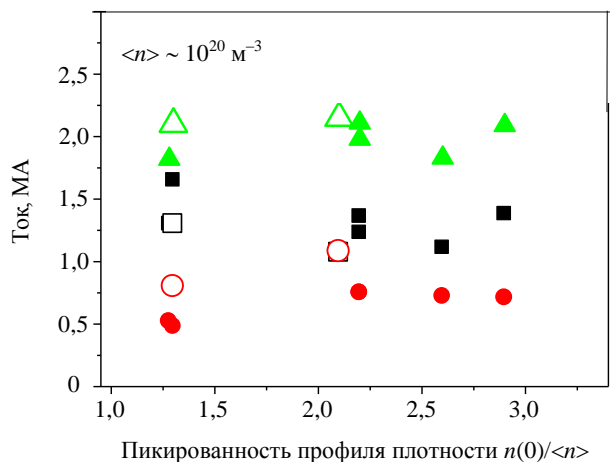


Рис. 11. Эффект пикированности профиля плотности на генерируемый ток от пучка и бутстреп-ток: ■, □ — ток от пучка; ●, ○ — бутстреп-ток; ▲, △ — суммарный ток; ■, ●, ▲ — H-фактор ~1; □, ○, △ — H-фактор ~1,6

Изменение профиля плотности оказывает влияние на бутстреп-ток. Изменение от плоского профиля плотности к профилю с градиентом на радиусе $\rho/\rho_a > 0,8$ (пикированность $n(0)/\langle n \rangle \sim 1,2—1,3$, где $n(0)$ — плотность плазмы на магнитной оси; $\langle n \rangle$ — средняя по объёму плотность плазмы) при сохранении средней плотности приводит к увеличению бутстреп-тока на 15—20%, а с градиентом на радиусе $\rho/\rho_a > 0,5$ ($n(0)/\langle n \rangle \sim 2,2—2,6$) — в 1,5 раза. Результаты расчётов для различной пикированности профиля плотности показаны на рис. 11 для режима $I_{pl} = 1,5 \text{ МА}$, $B_0 = 1,35 \text{ Тл}$ и средней плотности 10^{20} м^{-3} . При росте пикированности плотности ток от пучка падает несильно. При росте средней плотности величина бутстреп-тока растёт несильно, что, как отмечалось, связано со слабым улучшением удержания при росте плотности, а ток от пучка

падает более существенно. Это делает проблематичным стационарный режим высокой плотности $n > 1,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Результаты расчётов приведены на рис. 12. Видно, что при достаточно низкой плотности можно получить стационарный режим со 100%-ным неиндуктивным током в довольно широких пределах по пикированности плотности $n(0)/\langle n \rangle = 1,3\text{—}2,8$ и, как было сказано, по пикированности температуры.

При изменении плотности плазмы режимы работы установки ТИН принципиально различаются. При низкой плотности $< 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ нагрев от пучка поступает преимущественно в ионы, ионы заметно горячее электронов. В этих условиях пучок тормозится довольно быстро, вклад в нейтронный выход от D—T-реакции на взаимодействии пучок—плазма уменьшается из-за уменьшения энергосодержания в горячем компоненте, нейтронный выход за счёт D—T-реакции на тепловых ионах наоборот растёт за счёт роста ионной температуры $T_i > 10 \text{ кэВ}$. В результате эти вклады примерно сравниваются. При росте плотности $> 8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ доля нейтронов от взаимодействия тепловых ионов становится $< 10\%$ и при дальнейшем росте плотности становится абсолютно незначимой. При росте плотности $> 1,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ эффективность генерации тока пучком падает, поэтому для стационарного режима выбрана плотность $1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Для поддержания температуры электронов и улучшения выходных параметров в расчётах стационарного режима вводится дополнительно 1 МВт центрального нагрева электронов ВЧ-волнами, что может быть оправдано технологически и обсуждается в работе [2].

Результаты расчётов стационарного режима при варьировании мощности пучка в пределах 2—8 МВт, тока плазмы 1—1,5 МА и магнитного поля 1,35—1,5 Тл приведены в табл. 2. Ток от пучка напрямую зависит от его мощности, так что при низкой мощности ток плазмы меньше. Полное неиндуктивное замещение тока при магнитном поле 1,5 Тл возможно при токе плазмы 1 МА при поглощённой мощности $P_{\text{abs}} \sim 3 \text{ МВт}$, при токе 1,5 МА нужно $P_{\text{abs}} \sim 6 \text{ МВт}$. Небольшое уменьшение магнитного поля до 1,35 Тл при токе 1,5 МА приводит к необходимости поднять поглощённую мощность до $P_{\text{abs}} \sim 9 \text{ МВт}$. Видно, что даже при низкой вводимой мощности 2 МВт на пучке и 1 МВт ВЧ-волнами возможен стационарный режим с выходом нейтронов более 10^{17} 1/с . При токе 1,5 МА поток нейтронов достигает величины $5 \cdot 10^{17} \text{ 1/с}$. Сильная зависимость от магнитного поля объясняется довольно высоким показателем в скейлинге (3): $W_{\text{tot}}^{\text{sc}} \sim B_0^{1,4}$.

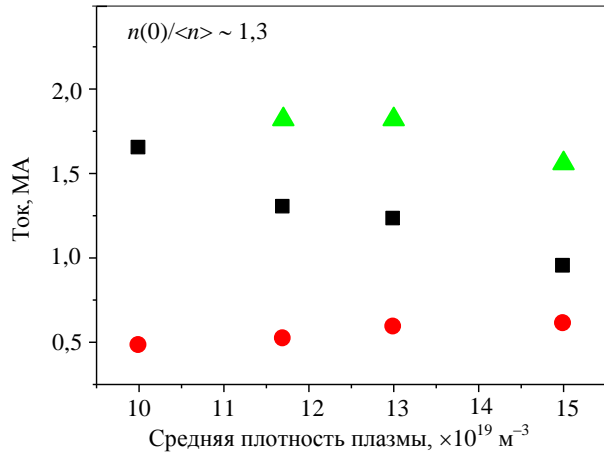


Рис. 12. Зависимость генерируемого тока от средней плотности плазмы: ■ — ток от пучка; ● — бутстреп-ток; ▲ — суммарный ток

Т а б л и ц а 2. Результаты расчётов различных режимов для установки ТИН: $\langle n \rangle = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $E_{\text{beam}} = 130 \text{ кэВ}$, $P_{\text{ВЧ}} = 1 \text{ МВт}$

I_p/B_{tot} , МА/Тл	α , град	P_{inj} , МВт	P_{abs} , МВт	Нейтронный выход, $\times 10^{17} \text{ с}^{-1}$	Н-фактор	β_N	$T_e(0)/T_i(0)$, кэВ/кэВ	$I_{\text{BS}}/I_{\text{CD}}$, МА/МА	I_{tot} , МА	$W_{\text{th}}/W_{\text{tot}}$
1/15	10	2	2,6	1,4	2,2	4,4	4,3/5,4	0,64/0,31	0,95	0,82
1/1,5	10	4	4,1	2,7	1,8	5,1	4,2/6,1	0,61/0,63	1,23	0,69
1,5/1,5	10	4	4,6	3,67	1,64	4,44	5,2/8,1	0,57/0,67	1,24	0,70
1,5/1,5	10	5	5,6	4,43	1,48	4,7	5,0/8,0	0,54/0,83	1,37	0,64
1,5/1,5	10	6	6,5	5,2	1,37	4,9	4,7/7,9	0,51/1,12	1,63	0,58
1,5/1,35	10	6	6,8	4,40	1,06	4,65	4,2/6,7	0,38/0,82	1,2	0,54
1,5/1,35	10	7	7,6	5,32	0,98	4,93	4,2/6,7	0,37/0,93	1,30	0,50
1,5/1,35	10	8	9,0	5,42	0,86	5,22	3,8/6,0	0,36/1,29	1,65	0,45
1,5/1,35	30	8	7,9	4,85	1,04	4,95	4,0/5,9	0,39/0,99	1,38	0,53

Необходимо отметить, что Н-фактор есть результат расчёта с использованием применения модели (1)—(3). Он выводится для сравнения со скейлингом IPV98(y,2) и не является внешним параметром модели. Видно, что Н-фактор при увеличении мощности падает, что соответствует увеличению доли энергии в быстрых частицах (уменьшению параметра α в (2)). Более явно этот эффект проявляется также и в том, что при увеличении вводимой на пучке мощности температура не только не растёт, но и немного

падает. Кроме того, Н-фактор падает при увеличении тока при сохранении вводимой мощности, что объясняется более слабой зависимостью от тока в (3), чем в $IPV98(y,2)$.

Необходимо отметить, что данная модель и получающиеся значения Н-фактора есть результат экстраполяции экспериментальных зависимостей, полученных для установок MAST и NSTX, на режимы ТИН с гораздо более низкой столкновительностью. Вариация параметров плазмы в табл. 2 производилась для проверки надёжности далёких экстраполяций. В результате показано, что стационарный режим реализуется в довольно широких пределах по параметрам, причём выход нейтронов получается достаточным для демонстрационных целей.

Наиболее подходящий стационарный режим реализуется при параметрах $I_p = 1,5$ МА, $B_T = 1,5$ Тл, $P_{NB} = 6$ МВт и $P_{вч} = 1$ МВт и соответствует Н-фактору 1,37. Этот режим удовлетворяет требованиям невысокого внешнего нагрева и ограничению $\beta_N < 5$. Величина тока от пучка в 2 раза превышает бутстреп-ток, что показывает несильную зависимость режима от степени пикированности профиля плотности. Пучок энергии 130 кэВ вводится с вертикальным наклоном 10° , что не противоречит технологическим требованиям. Параметры режима приведены в табл. 3.

Таблица 3. Сравнение параметров режимов ТИН, ТИН-2 и ТИН-3

Параметр	ТИН	ТИН-2	ТИН-3
R/a , м/м	0,5/0,3	0,5/0,3	0,8/0,5
$\langle n \rangle$, $\times 10^{20} \text{ м}^{-3}$	1	1	1
I_{pl} , МА	1,5	1,25	1,5
B_{tot} , Тл	1,5	1,5	1,5
E_{beam} , кэВ	130	130	130
P_{beam} , МВт	6	6	8
R_{beam} , м	0,6	0,6	0,9
E_{long}	2,75	2,75	2,75
T_{gran}	0,5	0,5	0,5
$T_e(0)/T_i(0)$, кэВ/кэВ	4,7/7,9	3,6/4,4	4,4/5,5
P_{input}/P_{abs} , МВт/МВт	3 + 3 + 1/6,5	3 + 3 + 1/6,8	4 + 4 + 1/6,8
I_{CD} , МА	1,1	0,9	0,4
I_{BS} , МА	0,5	0,35	1,1
Н-фактор	1,37	0,9	1,9
$T_{au}E$, мс	43	24	151
$Li(3)$	0,42	0,52	0,44
W_{th}/W_{tot}	0,58	0,5	0,86
β_N	4,9	4,2	4,3
Нейтронный выход, $\times 10^{17} \text{ с}^{-1}$	5,2	3,7	4,5

Для устранения неопределённости расчётов по модели, включающей экстраполяции экспериментальных скейлингов на далёкие области параметров (магнитное поле и столкновительность), нами проведены расчёты режима ТИН с уменьшенным удержанием энергии. В табл. 3 режим ТИН-2 соответствует расчётам режима ТИН по модели (1)—(3), но с временем удержания, уменьшенным примерно на 40%. Видно, что баланс по току соблюдается, однако полный ток плазмы понизился до 1,25 МА. Нейтронный выход понизился примерно на 30% до значения $3,7 \cdot 10^{17} \text{ 1/с}$, что показывает отсутствие какого-либо порога по удержанию вблизи параметров стационарного режима.

В табл. 3 приведены также результаты расчётов стационарного режима ТИН-3 для установки с $R_0 = 0,8$ м, близкой по размерам к MAST и NSTX, с увеличенным тороидальным магнитным полем 1,5 Тл и $D/T = 1/1$. При примерно одинаковой поглощённой мощности 6,5—7 МВт мощность выхода нейтронов в ТИН и ТИН-3 примерно одинакова ~ 1 МВт. Однако, как показано в таблице, для достижения этих параметров для большей установки необходим и больший Н-фактор. В этом смысле меньшие установки более эффективны, хотя, возможно, и сложнее в технологии.

ВЫВОДЫ

Построена модель для расчёта стационарных режимов установки — термоядерного источника нейтронов на основе сферического токамака, самосогласованно учитывающая удержание плазмы, ввод нейтрального пучка, генерацию тока и рассчитывающая нейтронный выход. В результате расчётов выбран

стационарный режим работы ТИН со средней плотностью $\sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ и полным током 1,5 МА, дающего нейтронный выход $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ 1/с}$. Оптимизированы параметры источника нейтральных атомов: полная вводимая мощность на пучке 6 МВт, энергия частиц 130 кэВ, оптимальный угол ввода пучка порядка 10° по вертикали. Дополнительно в электроны вводится 1 МВт ВЧ-волнами.

Проведённые расчёты показали, что режим работы ТИН с высокой долей бутстреп-тока при высокой плотности, когда эффективность генерации тока пучком низкая, является трудноосуществимым.

В работе анализируется влияние формы профилей плотности и температуры основной плазмы на характеристики режима. Показано, что вариация профиля плотности может изменять величину бутстреп-тока в 1,5 раза. Вариация профиля температуры при сохранении времени удержания влияет на внутреннюю индуктивность плазменного шнура. В то же время вариация профилей плотности и температуры не приводит к существенному изменению нейтронного выхода.

Для подтверждения результатов расчётов необходимо экспериментальное исследование режимов, близких к плазме ТИН, например, увеличение мощности нейтральной инжекции ~ 10 МВт на существующих СТ, увеличение тороидального поля и исследование плазмы в режимах с меньшей столкновительностью.

Предложенная модель к расчётам плазмы ТИН выходит за границы области параметров, которая обоснована экспериментальными режимами. В то же время в расчётах показано, что стационарный режим реализуется в довольно широких пределах по параметрам, причём выход нейтронов получается достаточным для демонстрационных целей.

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 08-02-01313-а, № 08-02-01372-а и № 09-02-13608-ofi_с, МНТЦ № 3828, контрактами с Росатомом № N.4b.45.03.10.1011 и № 02.740.11.0468, проектом № 2.1.1/2454 Минобрнауки РФ, ФЦП «Научные и педагогические кадры инновационной России» на 2009—2012 гг. Федерального агентства по науке и инновациям РФ, грантом НШ-65382.2010.2 Президента РФ для государственной поддержки научных школ РФ.

REFERENCES

1. **Kuteev B.V. et al.** — In: DOE Workshop on Fusion-Fission Hybrid Reactors, September 30—October 2, 2009, Gaithersburg, Maryland, USA.
2. **Golikov A.A., Kuteev B.V.** — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2010, issue 2, p. 50 (in Russian).
3. **Valovic M. et al.** — Nucl. Fusion, 2009, vol. 49, p. 075016.
4. **Heinbink W.** — Priv. Communications, 2010.
5. **ITER Physics Basis.** — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47 (6), pp. S1-S414.
6. **Kaye S.M. et al.** — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, pp. 499—509.
7. **Valovic M. et al.** — In: 23rd IAEA Fusion Energy Conference, 2010, Daejeon, Republic of Korea, EXC/P8-18.
8. **McCune D.** — NUBEAM help, NTCC PPPL; <http://w3.pppl.gov/~pshare/help/nubeam.htm>.
9. **Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.** — 2002, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik ID 282186; <http://edoc.mpg.de/282186>.
10. **Angioni C., Sauter O.** — Phys. Plasmas, 2000, vol. 7, p. 1224.

AUTHORS

Dnestrovskij A.Yu. RRC «Kurchatov Institute», pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; dnestrov@gmail.com
Golikov A.A. RRC «Kurchatov Institute», pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Golikov-Andrej@yandex.ru
Kuteev B.V. RRC «Kurchatov Institute», pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; kuteev@nfi.kiae.ru
Khairutdinov R.R. RRC «Kurchatov Institute», pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia
Gryaznevich M.P. TSUK, Culham Science Centre, Abingdon, OX14 3DB, UK; Mikhail.Gryaznevich@ccfe.ac.uk

Received 29 September 2010
 Problems of Atomic Science and Technology
 Ser. Thermonuclear Fusion, 2010, issue 4, pp. 26—35.