

УДК 621.039.6

СОПОСТАВЛЕНИЕ НЕЙТРОННОГО ВЫХОДА КЛАССИЧЕСКИХ И СФЕРИЧЕСКИХ ТОКАМАКОВ

П.Р. Гончаров, Б.В. Кутеев, А.А. Голиков, В.Э. Лукаш, Р.Р. Хайрутдинов, Ю.С. Шпанский (НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия), В.Ю. Сергеев, А.С. Быков (Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия), М.П. Грязневич (Tokamak Solutions UK, Калэмский научный центр, Абингдон, Великобритания)

Термоядерные источники нейтронов мегаваттного уровня мощности на основе токамаков необходимы для развития инновационных нейтронных технологий, в первую очередь для управления подкритическими активными зонами быстрых реакторов деления, замыкания ядерного топливного цикла, фундаментальных нейтронных исследований, а также для ядерных технологий проекта ДЕМО. В данной статье рассматривается возможность уменьшения размеров установки и достижения стационарных плазменных разрядов с мощностью ядерного синтеза до 10 МВт, сопоставляются варианты классического и сферического токамака. Предполагается, что полная мощность источников дополнительного нагрева и генерации тока не превышает 15 МВт, а суммарное потребление электроэнергии составляет менее 50 МВт.

Ключевые слова: термоядерный источник нейтронов, токамак, стационарный режим работы.

COMPARISON BETWEEN NEUTRON YIELDS OF CLASSICAL AND SPHERICAL TOKAMAKS. P.R. GONCHAROV, B.V. KUTEEV, A.A. GOLIKOV, V.E. LUKASH, R.R. KHAYRUTDINOV, Yu.S. SHPANSKY, V.Yu. SERGEEV, A.S. BYKOV, M.P. GRYAZNEVICH. Megawatt range fusion neutron sources based on tokamaks are needed for the development of innovative neutron technologies, viz. primarily for the control of sub-critical active zones of fast nuclear reactors, for closing the nuclear fuel cycle, for neutron research purposes and also for nuclear technologies relevant to DEMO. In this paper a possibility of reducing the tokamak size while achieving steady-state plasma discharges with the fusion power up to 10 MW is discussed, comparing variants of classical and spherical tokamaks. It is assumed that the total auxiliary heating and current drive power does not exceed 15 MW and the total power consumption is below 50 MW.

Key words: fusion neutron source, tokamak, steady state operation.

ВВЕДЕНИЕ

Для решения современных нейтронных исследовательских и технологических задач, требующих интенсивностей более 10^{17} нейтронов в секунду (н/с), традиционно используются ядерные реакторы и ускорительные системы [1, 2]. Наиболее важной характеристикой нейтронных источников для исследования материалов и нейтронной диагностики является максимальная плотность потока в области высоких энергий и в диапазонах тепловых и холодных нейтронов. В настоящее время наибольшие стационарные значения потоков тепловых нейтронов, близкие к $\sim 10^{15}$ н/(см²·с), достигаются на ядерных реакторах [3], а наибольшие пиковые значения потоков ($\sim 10^{16}$ н/(см²·с)) в импульсном режиме — на ускорительных системах [4]. Такой уровень интенсивности и плотности потока нейтронов может быть достигнут и даже превышен при реализации реакций ядерного синтеза D—T и D—D в стационарном режиме в токамаках [5] или в термоядерных системах с инерциальным удержанием плазмы, работающих в импульсно-периодическом режиме с частотой несколько десятков Гц [6].

Полная мощность 1 МВт, высвобождаемая в реакции синтеза D—T, соответствует выходу $3,55 \cdot 10^{17}$ нейтронов с энергией 14,1 МэВ в секунду. Это означает, что токамаки с мегаваттным уровнем мощности синтеза способны соревноваться с современными ядерными реакторами и ускорительными системами, если при разумной стоимости будет решена задача их надёжной работы в стационарном режиме. Мегаваттный уровень мощности синтеза уже был достигнут на временных интервалах несколько секунд в классических токамаках (КТ) с аспектным отношением $A = R/a \sim 3—4$ [5]. Здесь R и a обозначают соответственно большой и малый радиусы. Концептуальный и инженерный анализ токамаков с термоядерной мощностью более 50 МВт, проводившийся в рамках проектов объёмных источников нейтронов [7], проектов ИТЭР и ДЕМО [8], показал возможность реализации таких установок. Магнитная конфигурация сферического токамака (СТ) с величиной $A = 1,3—1,8$ представляет особый интерес для разработки нейтронного источника, поскольку для заданной мощности синтеза такая установка за счёт малых размеров при меньшей стоимости может обеспечить более высокий уровень плотности нейтронных потоков по сравнению с КТ.

Стационарный режим работы токамака и максимизация выхода нейтронов тесно связаны с выбором методов нагрева и генерации тока, а также режима плазменного разряда. В данной статье рассматриваются и сравниваются рабочие и стоимостные характеристики КТ и СТ с мегаваттным уровнем мощности синтеза, а также обсуждаются возможные применения таких сравнительно компактных установок. Установки сопоставляются для оценки максимального нейтронного выхода и плотности потока нейтронов в условиях неиндукционной генерации тока при сопоставимых значениях бутстреп-тока и токов увлечения. Последнее желательно с точки зрения управления разрядом. Цели выбора между установками не ставится. Обе установки имеют размеры, близкие к минимальным, что и требуется для демонстрационных гибридных экспериментов.

Для оценки возможностей необходимо знать максимальные значения достижимых плазменных параметров, которые и использованы в работе. При этом параметры, в том числе и токи плазмы, находятся на пределе, но в области, уже достигнутой на действующих токамаках. Вопрос об экстраполяции физических параметров обсуждается отдельно в других работах, в том числе [9]. Естественно, для выбора рабочей точки стационарного режима желательно отойти от пределов на 30—50%.

ТЕХНИЧЕСКИЕ ТРЕБОВАНИЯ

Оптимизация нейтронного источника малой мощности (до 10 МВт) отличается от анализа современных термоядерных реакторов со сверхпроводящими (ARIES-RS) и медными (ARIES-ST) магнитными катушками [10] и от объёмных источников нейтронов для тестирования термоядерных материалов [7]. Система дополнительного нагрева и генерации тока вносит наибольший вклад в стоимость малой установки. Вторым элементом по стоимости является магнитная система.

Для КТ со сверхпроводящими катушками требуется нейтронная защита толщиной около 1 м. Тороидальное магнитное поле >5 Тл может быть реализовано в КТ при приемлемом уровне потребления электроэнергии менее 10 МВт. В малогабаритных сферических токамаках с магнитным полем до 2 Тл довольно высокие потоки быстрых нейтронов $>7 \cdot 10^{13}$ н/(см²·с) могут быть достигнуты даже с медными катушками, охлаждаемыми водой. Флюенс при этом может достигать 2 МВт·год/м² без замены катушек. В качестве изоляционного материала, применимого в таких условиях, может рассматриваться шпинель (Al₂O₃/MgO) [11].

Сферические токамаки с большой вытянутостью k , треугольностью δ и тороидальной $\beta_{\text{тор}}$ до 60% обладают улучшенными характеристиками стабильности и удержания, а также значительной долей бутстреп-тока [10], и поэтому могут рассматриваться как основа для нейтронных источников малых размеров и меньшей стоимости. С точки зрения производства нейтронов наиболее привлекательны реакции ядерного синтеза, протекающие при торможении пучка высокой энергии в плазме токамака [12]. Система «пучок—плазма» может обеспечивать высокие скорости реакций и коэффициент умножения мощности пучка $Q_{\text{beam}} \sim 1$ даже при сравнительно низком термоядерном коэффициенте умножения мощности в плазме $Q < 0,1$.

Рассмотрим нейтронные источники двух типов, предполагающие стационарный выход нейтронов на уровне $<3,55 \cdot 10^{18}$ н/с (мощность D—T-синтеза <10 МВт).

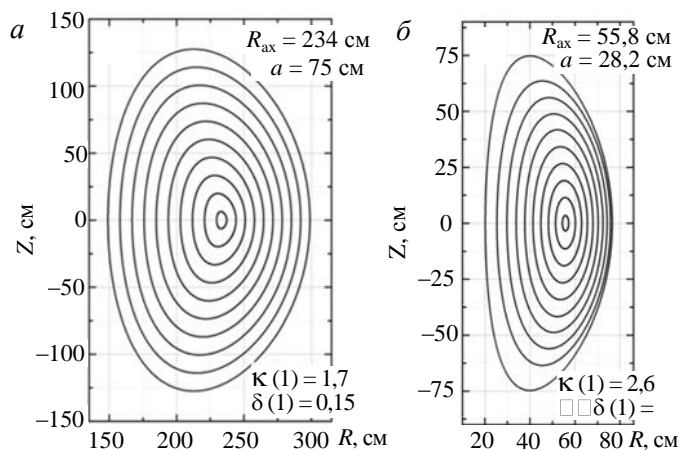


Рис. 1. Полоидальные сечения магнитных поверхностей для классического токамака (а) со сверхпроводящими обмотками (а) и для сферического токамака (б)

Первый тип — это КТ со сверхпроводящими катушками. Принятая здесь геометрия близка к установке, предложенной в работе [13]. Второй тип — СТ с вытянутостью $k \sim 3$, геометрия которого близка к наименьшему из вариантов, рассмотренных в работе [14]. При выборе параметров установок приняты во внимание МГД-равновесие и устойчивость, возможности генерации тока, конфигурация периферийной плазмы, оптимальные режимы плазмы и пучка для максимизации нейтронного выхода и требования неиндуктивной генерации тока в сферическом токамаке. Магнитные конфигурации токамаков показаны на рис. 1. Оценки мощности

синтеза и величины нейтронной нагрузки, приведенные в табл. 1, соответствуют максимальным значениям тока при заданных параметрах установок и ограничениях на мощность нагрева менее 15 МВт.

Т а б л и ц а 1. Основные параметры

Параметр	Установка	
	КТ	СТ
Большой радиус, м	2,25	0,48
Радиус магнитной оси, м	2,34	0,56
Горизонтальный малый радиус, м	0,75	0,28
Ток, МА	1,3—1,6	0,8—1,5
Тороидальное поле, Тл	6,8	1,35
Мощность синтеза, МВт	~5	~1
Электроэнергопотребление, МВт	<50	<50
Потребление трития, г/год	275	55
Нейтронная нагрузка (14 МэВ), МВт/м ²	~0,05	~0,1
β_N	0,4—1	1,7—4,9

ТРАНСПОРТНЫЕ МОДЕЛИ И ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ КОДЫ

Выбор параметров стационарного разряда для КТ и СТ производился по методике, обоснованной в [15], с помощью аналитической нуль-мерной модели для расчёта разрядного тока, складывающегося из бутстреп-тока и тока увлечения. Для последующего расчёта профилей плотности, температуры плазмы и излучения, исходя из найденных параметров рабочей точки, использовалась одномерная модель, описанная в [16]. МГД-равновесие анализировалось с использованием кода DINA [17] и аппроксимировалось аналитически, следуя модели [18].

Для вычисления мощности ядерного синтеза P использовались общий алгоритм [19], аппроксимации ядерных сечений [20] и аналитическая модель ионной функции распределения [21], а также данные МГД-равновесия:

$$P \propto \int R_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} = \int R_{\alpha\beta}(\rho, \vartheta, \varphi) |J| d\rho d\vartheta d\varphi, \quad (1)$$

где $R_{\alpha\beta}$ — скорость реакции, интегрирование производится по объёму плазмы; J — якобиан преобразования координат. Скорость реакции пропорциональна реактивности, усреднённой по функциям распределения скоростей взаимодействующих ядер интегрированием в 6-мерном пространстве скоростей

$$R_{\alpha\beta} = n_\alpha n_\beta \int \sigma(v) v f_\alpha(\mathbf{v}_\alpha) f_\beta(\mathbf{v}_\beta) d^3\mathbf{v}_\alpha d^3\mathbf{v}_\beta, \quad (2)$$

где n_α, n_β — плотности ядер сортов α и β ; $v = |\mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta|$ — модуль относительной скорости. Подробное описание методики вычислений приведено в [19]. Распределение скоростей быстрых ионов при инжекции нейтрального пучка существенно немаксвелловское. Надтепловые «хвосты» быстрых ионов вносят значительный вклад в скорость реакций ядерного синтеза.

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Результаты вычислений параметров плазмы в КТ и СТ, выполненных по моделям [15, 16] при значении Н-фактора для энергетического времени $H = 1$, показаны на рис. 2 и 3 для двух значений мощности инжекции нейтральных пучков P_{NB1} : 5 и 15 МВт. Предполагался дейтериевый нейтральный пучок с энергией 100 кэВ. В качестве примесей в дейтерий-тритиевой плазме выступали углерод и гелий. Из-за меньшего объёма плазмы в СТ вычисления привели к более высокой плотности, чем в КТ.

Простейший способ оценить доли максвелловских и надтепловых слагаемых в нормировке функции распределения дейтронов состоит в использовании характерного времени жизни быстрых частиц τ_f . При известной мощности P_{NB1} и энергии инжекции E_{inj} доля надтепловых частиц оценивается как $[P_{NB1}\tau_f/E_{inj}]/N_D$, где N_D — полное число дейтронов в плазме. Приведём расчёты, соответствующие $\tau_f = k\tau_s$, где классическое время торможения τ_s вычисляется по формуле, приведённой в [21]; коэффициент

$k = \frac{\sqrt{\pi}}{4} \ln(1 + v_0^3/V_{cr}^3)$; v_0 — скорость инжекции; V_{cr} — критическая скорость. Доли максвелловских слагаемых $A_{терм}$ в нормировке функции распределения дейтронов показаны на рис. 3 (кривые, относящиеся к правым шкалам). На рис. 4 показаны функции распределения дейтронов по энергиям.

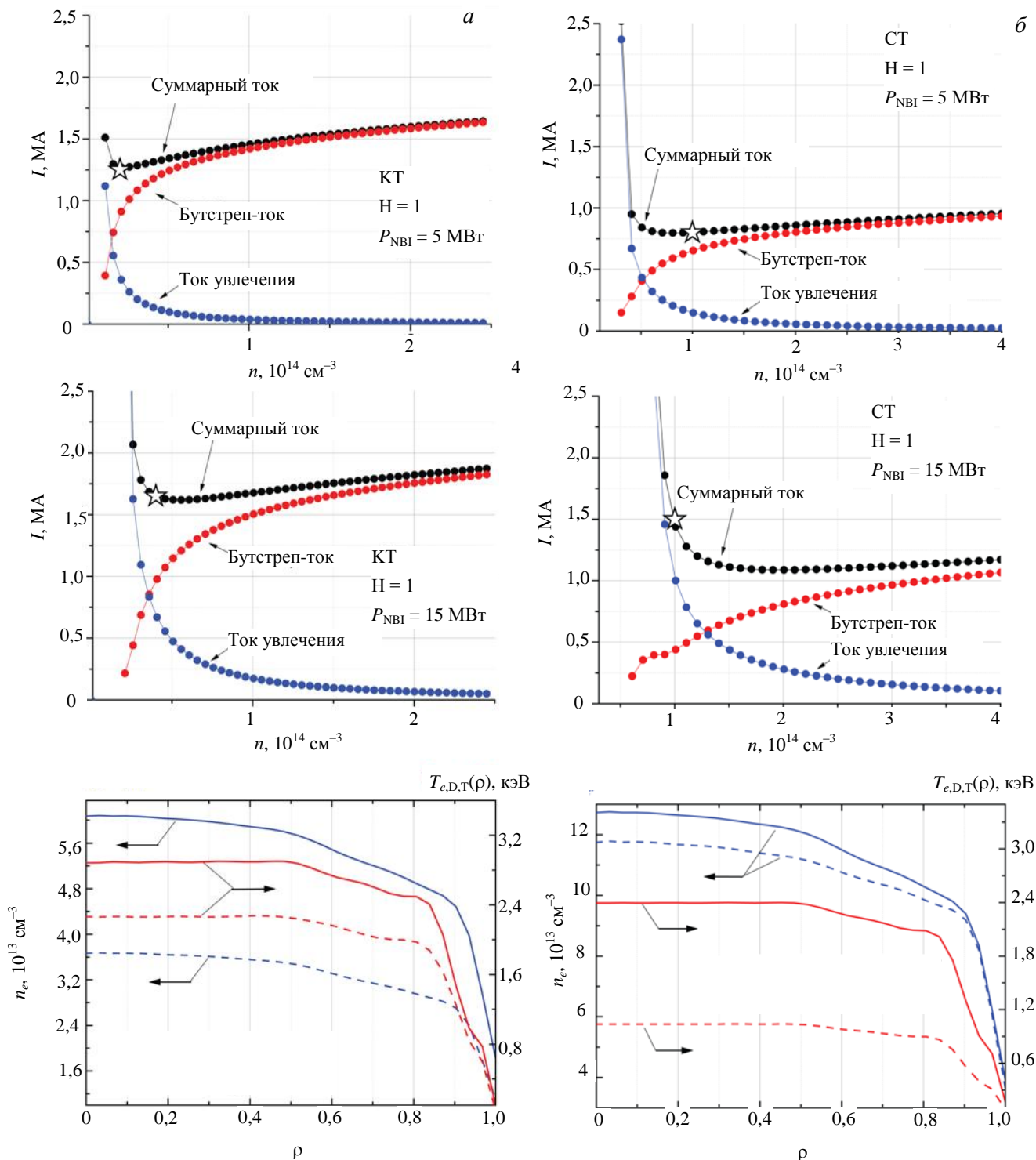


Рис. 2. Расчёт рабочих точек и профилей параметров плазмы для классического токамака со сверхпроводящими катушками (а) и для сферического токамака (б): —, - - - значения мощности инжекции нейтральных пучков 15 и 5 МВт соответственно

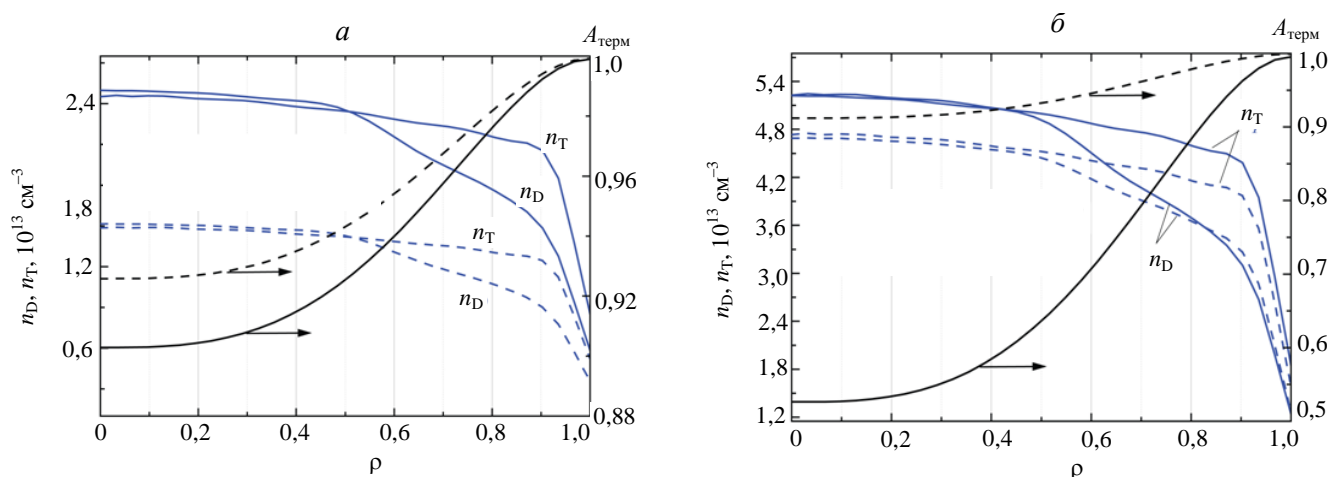


Рис. 3. Профили плотностей дейтронов и тритонов (левая шкала) и доли максвелловских слагаемых в нормировке функции распределения дейтронов (правая шкала) для классического токамака (а) и сферического токамака (б): —, - - - - значения мощности инжекции нейтральных пучков 15 и 5 МВт соответственно

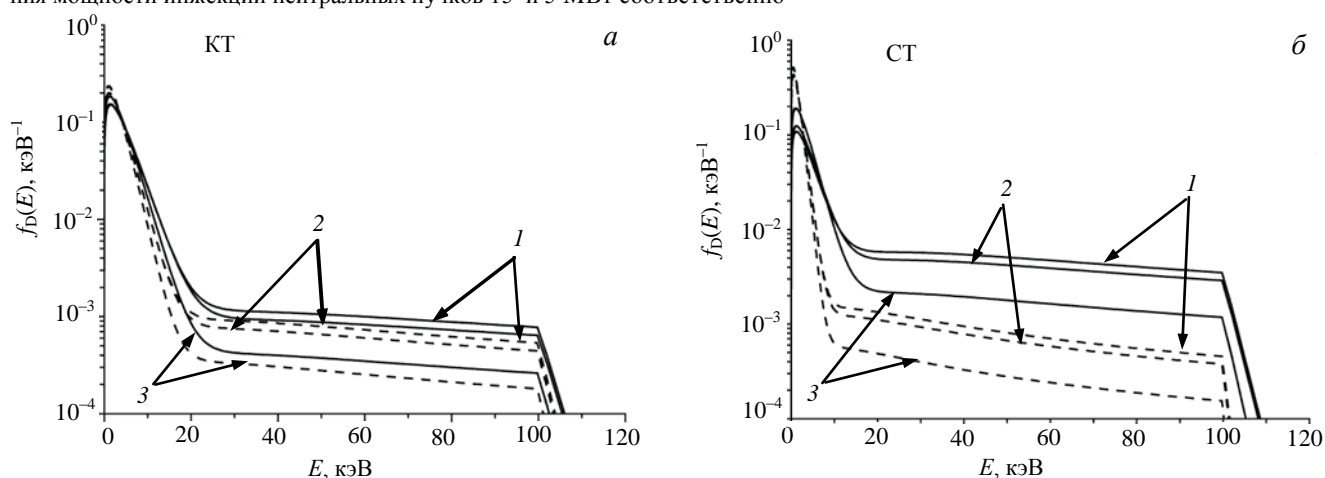


Рис. 4. Функция распределения дейтронов по энергиям в плазме классического токамака (а) и сферического токамака (б) при трёх значениях эффективного радиуса: 1 — $\rho = 0,10$; 2 — $\rho = 0,45$; 3 — $0,75$; —, - - - - значения мощности инжекции нейтральных пучков 15 и 5 МВт соответственно

Формы радиальных профилей удельных скоростей производства нейтронов в термоядерных реакциях (Максвелл—Максвелл) и во взаимодействиях с частицами «хвоста» (пучок—Максвелл) в КТ и СТ показаны на рис. 5. Наибольший вклад в скорость производства нейтронов вносят реакции на высокоэнергетическом «хвосте».

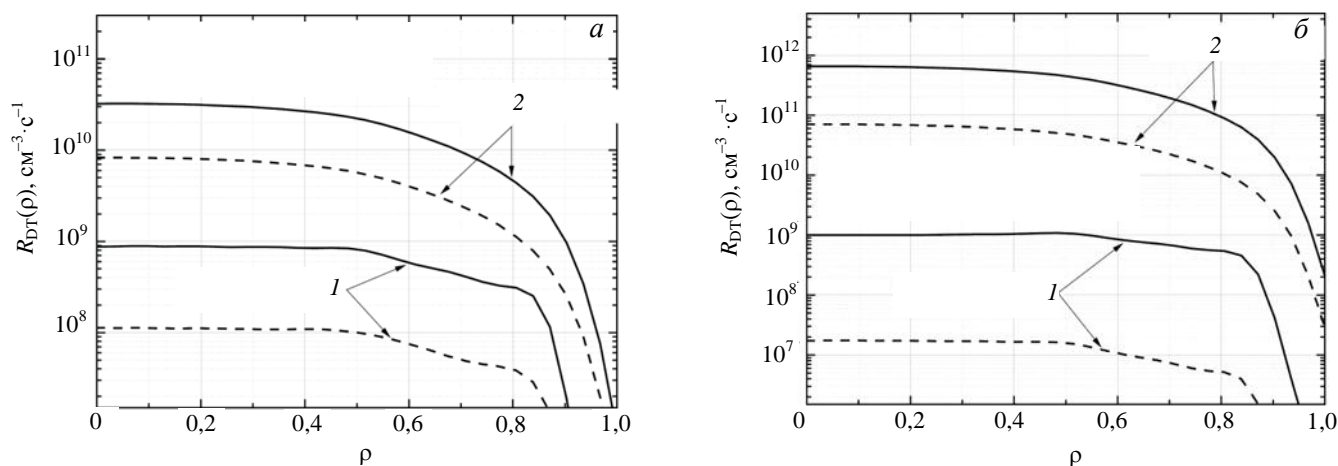


Рис. 5. Радиальные профили скорости D—T-реакции при термоядерном синтезе (1) и взаимодействиях надтепловых дейтронов с максвелловской мишенью (2) для классического токамака (а) и для сферического токамака (б): —, - - - - значения мощности инжекции нейтральных пучков 15 и 5 МВт соответственно

В табл. 2 приведены интегральные по объёму плазмы скорости D—D- и D—T-реакций в КТ и СТ для двух значений мощности NBI. По данным таблицы полная скорость производства нейтронов в КТ выше примерно в 2,5 раза при мощности нагрева 5 МВт и примерно в 1,1—1,5 раза при мощности нагрева 15 МВт. Производство нейтронов в КТ превосходит $1,4 \cdot 10^{17}$ н/с в D—T-реакциях и составляет не менее $8,8 \cdot 10^{14}$ н/с в D—D-реакциях. Производство нейтронов в СТ превосходит $5,3 \cdot 10^{16}$ н/с в D—T-реакциях и составляет не менее $3,4 \cdot 10^{14}$ н/с в D—D-реакциях. Для D—D-реакции скорость примерно на два порядка ниже.

Т а б л и ц а 2. Интегральные по объёму плазмы скорости D—D-реакций (в дейтериевой плазме) и D—T-реакций (в дейтерий-тритиевой плазме 1:1) в КТ и СТ для двух значений мощности инжекции нейтрального дейтерия

Интегральная скорость реакции синтеза	Установка			
	КТ		СТ	
	P_{NBI} , МВт		P_{NBI} , МВт	
	5	15	5	15
$T(D, n)He^4$, с ⁻¹	$1,4 \cdot 10^{17}$	$5,4 \cdot 10^{17}$	$5,3 \cdot 10^{16}$	$4,8 \cdot 10^{17}$
$D(D, n)He^3$, с ⁻¹	$8,8 \cdot 10^{14}$	$3,7 \cdot 10^{15}$	$3,4 \cdot 10^{14}$	$2,6 \cdot 10^{15}$

В табл. 3 приведено сравнение наших расчётов нейтронного выхода в D—D-реакции для «классического» токамака JET с результатами, приведёнными в работах [22, 23]. Также приводится сравнение наших расчётов нейтронного выхода в D—D-реакции для сферического токамака MAST с экспериментальными результатами, приведёнными в работе [24].

Т а б л и ц а 3. Сравнение расчётных значений с опубликованными экспериментальными значениями выхода нейтронов в D—D-реакции

Параметр	Установка	
	JET	MAST
Большой радиус, м	2,96	0,7
Горизонтальный малый радиус, м	0,9	0,5
Вытянутость	1,7	2
n_e^{central} , см ⁻³	$4,7 \cdot 10^{13}$	$3,0 \cdot 10^{13}$
T_e^{central} , кэВ	10,2	1,4
Мощность инжекции дейтерия, МВт	18,6	1,5
Данные в библиографической ссылке, н/с	$5,5 \cdot 10^{16}$ [22, 23]	$4,0 \cdot 10^{13}$ [24]
Результат вычислений, н/с	$7,1 \cdot 10^{16}$	$6,0 \cdot 10^{13}$

ОБСУЖДЕНИЕ

Численное моделирование показывает, что в рассмотренных КТ и СТ может быть достигнута мощность D—T-синтеза (в нейтронах и альфа-частицах) до 1,5 МВт при мощности нагрева 15 МВт в стационарном режиме работы. По оценкам, стоимость таких установок не превосходит 1 \$B для КТ и составляет менее 0,2 \$B для СТ. В табл. 4 даны более детальные оценки стоимости по аналогии с подобными оценками, приведёнными в работе [25] для проекта объёмного источника нейтронов на основе сферического токамака VNS-I и проекта ИТЭР на стадии 1998 г.

Эти параметры конкурентоспособны с существующими нейтронными источниками, используемыми для исследовательских целей, нейтронного рассеяния и исследования материалов. Ожидаемый выход нейтронов достаточен для разработки на их основе гибридов «синтез—деление» и подкритических систем трансмутации на уровне демонстрации технологии. При использовании размножения нейтронов с энергией 14,1 МэВ в бериллиевом или урановом blankets интенсивность источника нейтронов может быть увеличена в 2 или в 5 раз соответственно.

Т а б л и ц а 4. Оценка стоимости основных систем КТ и СТ по аналогии с ранними стадиями проектов объёмного источника нейтронов VNS-I и ИТЭР [25]

Подсистемы установок	Стоимость, млн дол.			
	VNS-I (1998 г.) [25] ($R = 0,80$ м, $a = 0,60$ м)	ИТЭР (1998 г.) [25] ($R = 8,15$ м, $a = 2,80$ м)	КТ ($R = 2,25$ м, $a = 0,75$ м)	СТ ($R = 0,48$ м, $a = 0,28$ м)
Основные системы токамака:	123,6	2525	770	59
катушки тороидального поля (ТП)	18,6	1130	371	9
катушки полоидального поля (ПП) и индукции омического тока	9,0	665	158	4
механические опоры катушек	2,6	68	24	1
вакуумная камера	0,2	40	14	0,2
бланкет/первая стенка	78,5	409	127	35
дивертор	4,8	179	64	4,8
система ввода топлива	9,9	34	12	5
Система нагрева и генерации тока:	107,1	378	75	75
инжекторы нейтральных пучков	107,1	0	75	75
СВЧ-техника	0	378	0	0
Система энергоснабжения:	34,7	583	128	10
электроснабжение катушек ТП	31,7	91	28	8
электроснабжение катушек ПП	3,0	248	58	2
криогенная система	0	244	42	0
Всего	265,4	3486	973	144

Следует отметить, что конфигурация СТ является более простой и лучше совместимой с требованиями к конструкции высокопоточного источника нейтронов и подкритической активной зоны, чем конфигурация КТ.

ВЫВОДЫ

Наш анализ показывает, что достигнутый уровень технологий токамаков технически соответствует возможности создания уникального мощного источника нейтронов с энергией 14,1 МэВ при использовании D—T-реакции или нейтронов с энергией 2,5 МэВ при использовании D—D-реакции. Эта возможность основана на реализации реакций синтеза в двухкомпонентном (пучок—плазма) токамаке, где значительный вклад в мощность синтеза вносят взаимодействия между надтепловыми дейтронами пучка и ядрами трития фоновой плазмы. В такой системе оптимальные параметры плазмы (плотность и время удержания энергии) ниже, чем требуется для поддержания такой же скорости реакции синтеза в макс-велловской плазме.

Параметры плазмы рассмотренного КТ ближе к современной области достигнутых значений, тогда как рассмотренный СТ ближе к операционным пределам. При одинаковой мощности нагрева КТ обеспечивает больший интегральный выход нейтронов, тогда как СТ за счёт меньших размеров даёт большие плотности потока нейтронов, лучше совместим с активными зонами деления и имеет существенно меньшую стоимость. Вариант сферического токамака может быть рекомендован для разработки исследовательского нейтронного источника и демонстрационных экспериментов в гибридных системах «синтез—деление». Анализ развития технологических и исследовательских нейтронных источников показывает, что для источников на реакциях ядерного синтеза сохраняется высокий потенциал их дальнейшего развития в сторону увеличения интенсивности [1].

Данная работа была частично поддержана грантами РФФИ № 08-02-01313-а, № 08-02-01372-а и № 09-02-13608-офи_ц, грантом МНТЦ № 3828, контрактом Росатома № N.4b.45.03.10.1011, а также в рамках контракта № 02.740.11.0468 и проекта № 2.1.1/2454 Министерства образования и науки Российской Федерации.

REFERENCES

1. Kuteev B.V., Goncharov P.R., Sergeev V.Yu., Khripunov V.I. Powerful neutron sources based on nuclear fusion reactions. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2010, vol. 36, pp. 307—346 (in Russian).

2. **Pynn R.** Neutron Production. Lecture Notes. Department of Physics, Indiana University, Bloomington, IN, 2006. http://www.physics.indiana.edu/~p537/notes/20060927_Pynn.pdf.
3. **Cicognani G., Harrison A., Jenkins K. et al.** Institut Laue-Langevin Annual Report, 2009. http://www.ill.eu/fileadmin/users_files/Annual_Report/AR-09/index.htm.
4. **Rosengard U., Mank G. et al.** Development Opportunities for Small and Medium Scale Accelerator Driven Neutron Sources IAEA TECDOC Series № 1439, Report of a Technical Meeting Held in Vienna, Austria, May 18—21, 2004.
5. **Gormezano C.** High performance tokamak operation regimes. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 1999, vol. 41, pp. B367—B380.
6. **Taylor A., Dunne M., Bennington S. et al.** A route to the brightest possible neutron source? — *Science*, 2007, vol. 315, pp. 1092—1095.
7. **Wilson H.R., Voss G.M., Akers R.J. et al.** A steady state spherical tokamak for components testing. FT/3-1Ra. — In: 20th IAEA Fusion Energy Conf. Vilamoura, Portugal, November 1—6, 2004.
8. **Shimada M., Campbell D.J., Mukhovatov V. et al.** Progress in the ITER physics basis. — *Nucl. Fusion*, 2007, vol. 47, pp. S1—S413.
9. **Kuteev B.V., Bykov A.S., Dnestrovsky A.Yu. et al.** Key physics issues of a compact tokamak fusion neutron source. FTP/P6-10. — In: 23rd IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon, Korea, October 11—16, 2010.
10. **Jardin S.C., Kessel C.E., Menard J. et al.** Physics basis for a spherical torus power plant. — *Fusion Eng. Des.*, 2003, vol. 65, pp. 165—197.
11. **Garner F.A., Hollenberg G.W., Hobbs F.D. et al.** Dimensional stability, optical and elastic properties of MgAl₂O₄ spinel irradiated in FFTF to very high exposures. — *J. Nucl. Mater.*, 1994, vol. 212—215, part 2, pp. 1087—1090.
12. **Jassby D.L.** Optimization of fusion power density in the two-energy-component tokamak reactor. — *Nucl. Fusion*, 1975, vol. 15, pp. 453—464.
13. **Stacey W.M.** Georgia tech studies of sub-critical advanced burner reactors with a D—T fusion tokamak neutron source for the transmutation of spent nuclear fuel. — *J. Fusion Energy*, 2009, vol. 28, pp. 328—333.
14. **Stambaugh R.D., Chan V.S., Miller R.L., Schaffer M.J.** The spherical tokamak path to fusion power. — *Fusion Technol.*, 1998, vol. 33, pp. 1—21.
15. **Golikov A.A., Kuteev B.V.** Choice of parameters for steady state operation in a compact Tokamak. — *VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion)*, 2010, issue 2, pp. 50—58 (in Russian)
16. **Kuteev B.V., Sergeev V.Yu., Krylov S.V., Skokov V.G., Timokhin V.M.** Conceptual analysis of a tokamak reactor with Lithium dust JET. — *Nucl. Fusion*, 2010, vol. 50, № 7, pp. 075001-1—075001-10.
17. **Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.** Studies of plasma equilibrium and transport in a tokamak fusion device with the inverse-Variable technique. — *J. Comp. Physics*, 1993, vol. 109, № 2, pp. 193—201.
18. **Miller R.L., Chu M.S., Greene J.M., Lin-Liu Y.R., Waltz R.E.** Noncircular, finite aspect ratio, local equilibrium model. — *Phys. Plasmas*, 1998, vol. 5, № 4, pp. 973—978.
19. **Goncharov P.R.** Practical calculation of nuclear fusion power for a toroidal plasma device with magnetic confinement. — *Plasma and Fusion Research*, 2010, vol. 5, pp. S1028-1—S1028-7.
20. **Bosch H.-S., Hale G.M.** Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities — *Nucl. Fusion*, 1992, vol. 32, № 4, pp. 611—631.
21. **Goncharov P.R., Kuteev B.V., Ozaki T., Sudo S.** Analytical and semi-analytical solutions to the kinetic equation with Coulomb collision term and a monoenergetic source function. — *Physics of Plasmas*, 2010, vol. 17, № 11, pp. 112313-1—112313-13.
22. **Sips A.C.C., Alper B., Baranov Yu.F. et al.** Optimised shear discharges in the gasbox divertor in JET. — In: 26th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Maastricht, 14—18 June 1999, ECA, vol. 23J, pp. 213—216.
23. **Sharapov S.E., Eriksson L.-G., Fasoli A. et al.** Burning plasma studies at JET. — *Fus. Sci. and Technol.*, 2008, vol. 53, pp. 989—1022.
24. **Tournianski M.R., Akers R.J., Keeling D.L., Carolan P.G., Cunningham G.** Off axis neutral beam heating and current drive on MAST. — In: 33rd EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Rome, 19—23 June 2006, ECA, vol. 301, P-1.099.
25. **Cheng E.T., Peng Y.K.M., Cerbone R. et al.** Study of a spherical tokamak based volumetric neutron source. — *Fusion Engineering and Design*, 1998, vol. 38, pp. 219—255.

AUTHORS

Goncharov P.R. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia.

Kuteev B.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; kuteev@nfi.kiae.ru.

Golikov A.A. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia;
GolikovAndrej@yandex.ru.

Lukash V.E. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; lukash@nfi.kiae.ru.

Khayrutdinov R.R. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia;
khayrutd@mail.ru.

Shpansky Yu.S. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia.

Sergeev V.Yu. Saint-Petersburg State Polytechnical University, Politehnicheskaya st. 29, 195251 St. Petersburg, Russia.

Bykov A.S. Saint-Petersburg State Polytechnical University, Politehnicheskaya st. 29, 195251 St. Petersburg, Russia.

Gryaznevich M.P. Tokamak Solutions UK, Culham Science Centre, Abingdon, OX14 3DB, UK;
Mikhail.Gryaznevich@Ccfе.ac.uk.

Received 11 October 2010

Revised variant 3 March 2011

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2011, issue 2, pp. 36—43.