

## МОЩНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ НЕЙТРОНОВ

УДК 539.125.5;539.164

Э. П. Кругляков

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера, 630090 Новосибирск

**Введение.** Наиболее развитые страны мира: США, Япония, страны Европейского Союза и Россия — вплотную приблизились к решению проблемы управляемого термоядерного синтеза (УТС) и работают над созданием международного термоядерного экспериментального реактора (ИТЭР). Хотя науке известно немало реакций синтеза, безупречных с экологической точки зрения, т. е. без выделения нейтронов ( $p + B$ ,  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{He} + D$ , в последнем случае нейтроны выделяются, но лишь в боковом канале реакции  $D + D$  и с малой интенсивностью), в ближайшие десятилетия технически возможно лишь использование  $D-T$  реакции:  $D + T = {}^4\text{He} (3,5 \text{ МэВ}) + n (14,1 \text{ МэВ})$ , в которой большая часть энергии выделяется с нейтроном. Пути развития термоядерной энергетики ближайших десятилетий связываются именно с этой реакцией, так как она происходит при наименьших температурах (100–200 млн градусов) [1].

Поскольку плотность нейтронного потока, воздействующего на стенку термоядерного  $DT$  реактора, должна быть порядка нескольких  $\text{МВт}/\text{м}^2$ , одной из ключевых проблем термоядерной энергетики является создание новых радиационно стойких конструкционных материалов, а также материалов с низкой наведенной радиоактивностью. Решение этой сложной физико-технической задачи потребует совместной работы материаловедов многих стран. Прогресс в этой области невозможен без создания мощного источника термоядерных нейтронов. По мнению Комиссии Европейского сообщества по выработке концепции следующей ступени термоядерных исследований под председательством У. Коломбо, такой источник должен быть создан в рамках программы ИТЭР и в предельно короткие сроки [2].

В настоящее время не существует сколько-нибудь надежных данных, относящихся к поведению конструкционных материалов под действием длительного облучения нейтронами высокой энергии, поскольку испытания потоками нейтронов низкой энергии в ядерных реакторах на большую часть вопросов ответа дать не могут. Таким образом, имеет место значительная неопределенность в оценке радиационной стойкости и долговечности основных конструкционных материалов. Сам ИТЭР не решит возникших проблем, поскольку полный флюенс за все время его работы составит всего  $1 \text{ МВт}\cdot\text{год}/\text{м}^2$  ( $1,5 \cdot 10^{21}$  нейтр./ $\text{см}^2$ ) [3] и этот флюенс будет накоплен лишь к концу работы реактора, так что на основе этих данных обоснованный выбор конструкционных материалов для экспериментальной термоядерной станции сделать не удастся. Несмотря на довольно умеренную плотность термоядерной мощности, выделяемой из единицы объема в случае токамака-реактора ( $\sim 3 \text{ МВт}/\text{м}^3$ ) [1], нейтронная нагрузка на первую стенку термоядерного реактора должна составлять  $2 \div 3 \text{ МВт}/\text{м}^2$  (или  $\sim 10^{14} \div 1,5 \cdot 10^{14}$  нейтр./ $\text{см}^2 \cdot \text{с}$ ). Время воздействия нейтронного потока на стенку должно составлять 10–20 лет. Таким образом, полный флюенс, испытываемый первой стенкой за время кампании, оценивается в  $3 \cdot 10^{22} \div 9 \cdot 10^{22}$  нейтр./ $\text{см}^2$ .

Совершенно ясно, что при сколь угодно успешной работе ИТЭР экспериментальная термоядерная электростанция не может быть сооружена, если задолго до начала ее строительства не будет начата широкая программа исследований материалов (долговечности, уменьшения проводимости при радиационных повреждениях, изменения механических свойств материалов, спаев и сварных швов и пр. из-за накопления в них водорода и гелия). Для реализации этой программы необходимо создание в довольно короткий срок

специального источника D–T нейтронов с достаточно большим объемом зоны испытаний. Помимо решения указанных выше проблем материаловедения, такой источник был бы крайне полезен при создании слабоактивируемых материалов.

В настоящее время известно довольно много подходов к решению проблемы создания мощного источника нейтронов. Под эгидой Международного энергетического агентства (IEA) было проведено несколько Международных рабочих совещаний по этой проблеме [4–7]. На первом из них были сформулированы основные требования к мощному источнику нейтронов для целей материаловедения: плотность мощности нейтронного потока должна быть не менее 2 МВт/м<sup>2</sup>, объем зоны испытаний — не менее 10 л, градиент потока — менее 10 % на см. В дальнейшем появилась точка зрения, что, помимо материалов, следует подвергать испытаниям элементы конструкции будущего термоядерного реактора [8]. В этом случае площадь зоны испытаний оценивается в 10 ÷ 20 м<sup>2</sup>.

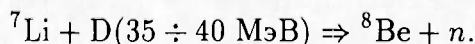
На рабочих совещаниях неоднократно высказывалось мнение о том, что стоимость генератора нейтронов не должна превышать 5–10 % стоимости всей программы создания ИТЭР. Это же относится и к эксплуатационным расходам [9], которые в основном складываются из стоимости потребляемой электроэнергии и стоимости трития. Невыполнение этих условий может привести к пересмотру всей программы ИТЭР.

При современном уровне цен на электроэнергию потребление каждого мегаватта мощности обойдется в 860 тыс. долларов США в год. Для создания потока нейтронов с энергией 14 МэВ при мощности 1 МВт за год необходимо израсходовать около 70 г трития, при цене 30 тыс. долларов за грамм это обойдется в 2 млн долларов. В большинстве рассматриваемых ниже проектов генераторов потребляемая ими мощность составляет сотни мегаватт, а расход трития — несколько килограммов (а иногда свыше десяти). Объем производства трития (основные производители — Канада и Россия) оценивается в 5 кг в год. Из этого следует, что проекты, предусматривающие большое потребление трития, едва ли могут быть реализованы. При всем многообразии предложенных на сегодня схем генераторов нейтронов их можно подразделить всего на две группы: источники нейтронов на основе ускорителей и плазменные источники.

**1. Источники нейтронов на основе ускорителей.** Известно четыре типа источников нейтронов, основанных на использовании ускорителей заряженных частиц.

Источник на основе реакций скалывания (spallation source) [10]. При бомбардировке тяжелых мишеней (Bi, Pb, U) пучком протонов с энергией порядка 1 ГэВ формируется широкий спектр нейтронов (0 ÷ 1 ГэВ), быстро спадающий по интенсивности с увеличением энергии нейтронов. В интервале 10 ÷ 15 МэВ излучается всего несколько процентов от общего количества нейтронов, а КПД для этой области спектра составляет лишь доли процента.

Источник на основе реакции D–Li. Эта реакция, именуемая еще реакцией обдирки (stripping reaction), в результате взаимодействия ускоренного дейтона с литиевой мишенью позволяет получать нейтроны с энергией, близкой к энергии термоядерных нейтронов:



На рис. 1 представлены спектры нейтронов данной реакции, наблюдаемые под различными углами к нормали [11, 12]. Похожие спектры наблюдаются при бомбардировке бериллиевой мишени дейтонами. Существует несколько проектов источника на основе реакции D–Li (см. литературу к обзору [12]). Проект FMIT (США) (35 МэВ, 100 мА) позволяет получить на поверхности 5 × 5 см плотность потока нейтронов 2 МВт/м<sup>2</sup>. Проект ESNIT (Япония) обладает более скромными параметрами (10 ÷ 40 МэВ, 50 мА). Наконец, на трехсторонней основе (США, Европейский Союз, Россия) разрабатывается концептуальный проект IFMIF (40 МэВ, 250 мА) [13].

Источник на основе реакции T–H<sub>2</sub>O. При бомбардировке воды ускоренными атомами

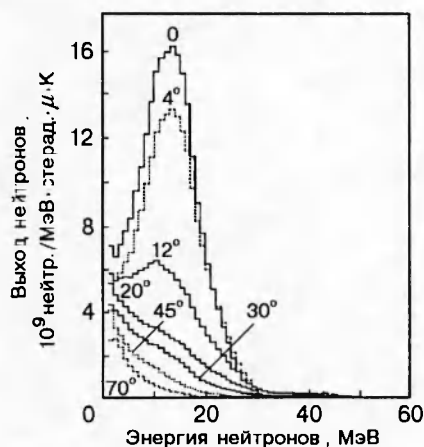


Рис. 1

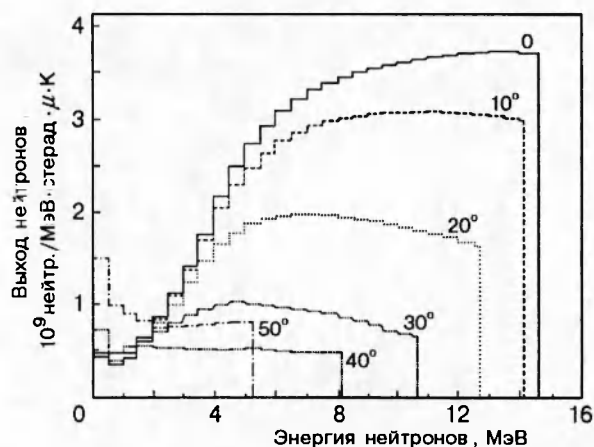


Рис. 2

третия происходит реакция с выделением нейтрона:  ${}^1\text{H} + \text{T}(21 \text{ МэВ}) \Rightarrow {}^3\text{He} + n$ . Максимальная энергия нейтронов в этой реакции — 14,6 МэВ (при энергии тритонов, равной 21 МэВ). На рис. 2 показан выход нейтронов Н–Т реакции для различных углов эмиссии нейтронов. Расчет выполнен для тритонов с энергией 21 МэВ, падающих на толстую водяную мишень. При взаимодействии тритона с кислородом максимальная энергия нейтронов соответствует начальной энергии тритонов (21 МэВ), однако выход этой реакции на порядок меньше первой. Рассматриваемый источник уступает генератору D–Li по эффективности примерно вдвое. Кроме того, совершенно не ясен вопрос о технической осуществимости водяной мишени при уровне мощности в тритиевом пучке 5 МВт.

С инженерной точки зрения для реакции D–Li наиболее полно проработан проект IFMIF. Предполагается, что нейтронный источник будет состоять из двух линейных ускорителей с энергией 40 МэВ и током 125 мА каждый. По мнению экспертов Международного энергетического агентства, наиболее вероятно, что будет сооружаться именно этот источник. Он может быть построен к 2006 г. [13]. Источник позволит получить много результатов, важных для термоядерного материаловедения, однако он не сможет решить всех проблем испытания конструкционных материалов. Наряду с крайне малым объемом испытательной зоны (0,5 л при плотности нейтронного потока  $2 \text{ МВт/м}^2$ ), источник имеет и другой недостаток — в отличие от термоядерного реактора, он не может производить монохроматические нейтроны с энергией 14 МэВ. Как видно из рис. 3, активационные сечения весьма сильно зависят от энергии нейтронов [14]. Это означает, что при анализе материалов, прошедших цикл облучения потоком немонахроматических нейтронов, возможны значительные ошибки, особенно в тех случаях, когда имеются «хвосты» спектра нейтронов в области энергий, превышающих 14 МэВ.

Подводя итог рассмотрению различных ускорительных систем, отметим, что все они обладают низкой энергетической эффективностью (высокой ценой нейтрона), малым объемом испытательной зоны и неадекватным спектром нейтронов.

Источник на основе  $\mu$ -катализа. Среди концепций нейтронных источников, основанных на использовании ускорителей, существует единственная схема, позволяющая получать поток монохроматических нейтронов с энергией 14 МэВ. При бомбардировке мишени пучком протонов, дейтронов или тритонов с энергией 1–1,5 ГэВ в одном из каналов реакции рождаются отрицательные  $\mu$ -мезоны. При их взаимодействии с плотной газовой мишенью, состоящей из молекул  $\text{D}_2$ ,  $\text{T}_2$ , образуются DT молекулы, в которых один из электронов замещен на отрицательный  $\mu$ -мезон.

В результате ядерного синтеза, вероятность которого в мезомолекулах весьма высока,

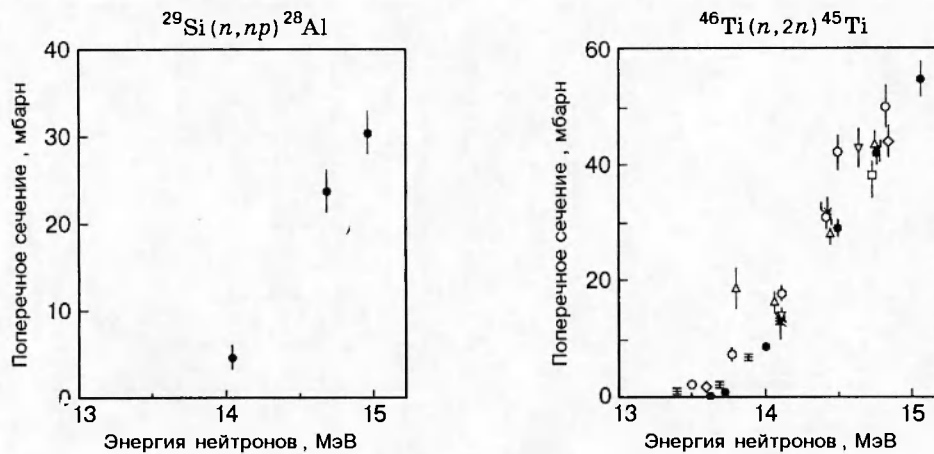


Рис. 3

мишень, содержащая плотную низкотемпературную смесь дейтерия и трития, испускает монохроматические нейтроны с энергией 14 МэВ. При этом, как показывают эксперименты, один мезон за время жизни успевает произвести свыше ста мезомолекул и инициировать рождение такого же количества нейтронов [15]. Проект гибридного реактора, в котором для получения потока первичных нейтронов используется плотная ДТ мишень, помещенная в магнитное поле пробочной геометрии, описан в [16]. Концепция источника основана на использовании ускорителя протонов (или дейтронов) с энергией 1,5 ГэВ и током 12 мА. Идея генерации монохроматических нейтронов ясна из рис. 4. Пучок ускоренных частиц направляется на вращающуюся графитовую мишень 1, помещенную в сильное магнитное поле пробочной геометрии. Под действием пучка частиц в мишени рождаются отрицательные  $\pi$ -мезоны. В дальнейшем при движении пионов в вакуумной камере 2 вдоль силовых линий магнитного поля в результате распада  $\pi$ -мезонов рождаются  $\mu$ -мезоны. Последние проникают в ДТ мишень 3 длиной 50 см при давлении смеси 1000 атм. Физическая цена образования одного  $\mu$ -мезона при облучении входной мишени пучком дейтронов составляет примерно 8 ГэВ (для пучка протонов она еще выше: около 20 ГэВ) [17].

Таким образом, при указанных выше параметрах ускорителя с дейтронным пучком источник сможет производить около 200 кВт нейтронов с энергией 14 МэВ. Несмотря на кажущуюся привлекательность данного подхода, он весьма далек от практической реализации. Обратим внимание лишь на одну из трудностей: для эффективного использования каждого мезона, как уже отмечалось выше, ДТ смесь должна иметь давление 1000 атм. Из-за выделения в мишени энергии альфа-частиц (3,5 МэВ на каждый акт синтеза) температура мишени должна подняться выше 1000 °С.

**2. Плазменные нейтронные генераторы.** Необходимость создания мощных генераторов нейтронов с энергией 14 МэВ была осознана уже в 70-х годах, когда появились маломощные генераторы нейтронов с потоками  $10^{11}$ – $10^{12}$  нейтр./с (0,2–2 Вт) и первые, весьма далекие от реальности проекты плазменных нейтронных генераторов. В начале 1977 г. специальный выпуск журнала «Nuclear Instruments and Methods» [18], включавший 17 статей, был посвящен описанию созданных к тому времени генераторов на основе ускорительной техники и обсуждению различных концепций плазменных нейтронных генераторов. Параметры плазмы в этих проектах были слишком далеки от необходимых. К данной проблеме вернулись вновь в 1983–1984 гг. В работах 80-х годов в основном анализировались возможности использования современных типов открытых магнитных ловушек [19–27]. Лишь в начале 90-х годов появились первые проекты нейтронных генераторов на основе токамаков [28–32]. Хорошо известно, что среди всех существующих концепций

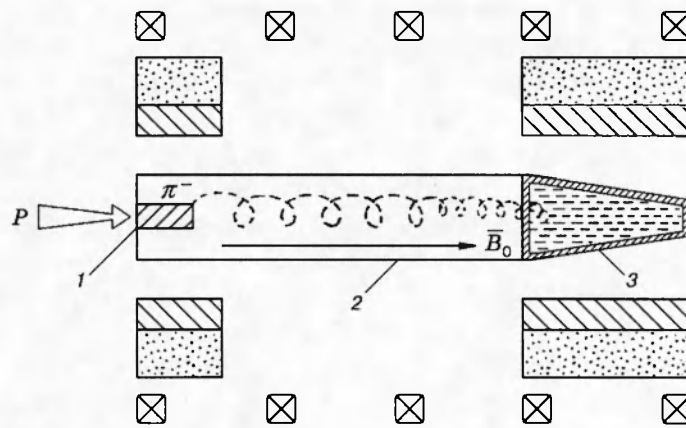


Рис. 4

удержания и нагрева плазмы лидирующее положение занимают токамаки. В 1992–1994 гг. на крупнейших токамаках мира (JET, TFTR, JT-60) в течение нескольких секунд уже наблюдалось мощное нейтронное излучение термоядерной DT реакции, причем на TFTR (США) мощность нейтронного потока достигала 10,6 МВт. Уровень понимания физических процессов, происходящих в высокотемпературной плазме токамаков, достаточно высок, поэтому даже самые первые проекты генераторов нейтронов на основе токамаков не требовали слишком больших экстраполяций параметров по отношению к уже существующим токамакам (во всяком случае, это утверждение верно для крупных токамаков), т. е. выглядели вполне реалистичными. Однако предлагавшиеся проекты имели ряд недостатков. Потребляемая от сети мощность большинства первых проектов колебалась между 500 и 1000 МВт. При принятой в Европе стоимости одного киловатт-часа (10 центов) только расходы на электроэнергию составят 430 и 860 млн долларов США в год. Характерный размер площади поверхности вакуумной камеры крупного токамака превышает сотню квадратных метров. При плотности потока нейтронов  $2 \text{ МВт/м}^2$  за год потребуется израсходовать 14 кг трития (420 млн долларов), тогда как в мире его ежегодно производят около 5 кг. Из этого следует, что даже при преодолении финансовых трудностей создание генераторов нейтронов на основе крупных токамаков вряд ли осуществимо.

В дальнейшем появились проекты генераторов нейтронов с системой воспроизводства трития с помощью литийсодержащего blankets. В работе [33] отмечено, что для смеси Li-Pb достигается коэффициент воспроизводства трития, равный 1,4. В работе [34] также рассмотрена проблема воспроизводства трития в blankets. Помимо испытания материалов, авторы предполагают использовать потоки нейтронов для трансмутации («дожигания») радиоактивных отходов атомных электростанций.

Вернемся к исходной постановке задачи. Состояние исследований по физике высокотемпературной плазмы позволяет поставить вопрос о сооружении в ближайшие десятилетия экспериментальной термоядерной электростанции DEMO. Уже получена высокотемпературная плазма с требуемыми параметрами ( $n \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx T_i > 10 \text{ кэВ}$ ). С созданием ИТЭР будет продемонстрирована самоподдерживающаяся управляемая термоядерная реакция. В этом режиме DT плазма будет отдавать с альфа-частицами и нейтронами огромную тепловую мощность, которую и предстоит использовать. Чего здесь не хватает? Неизвестны лишь свойства конструкционных материалов, их стойкость к нейтронным потокам. Для испытания материалов в условиях, близких к рабочим, нужен мощный генератор нейтронов, который должен бесперебойно работать в течение десяти лет. Если с этих позиций взглянуть на проекты нейтронных генераторов на основе крупных токамаков, можно заметить, что они напоминают упрощенные проекты термоядерных реакторов.

Плотность потока нейтронов в этих проектах такая же, как в реакторе ( $2 \text{ МВт/м}^2$ ), но время жизни первой стенки источника нейтронов неизвестно. Добавим к этому стоимость сооружения генератора, стоимость эксплуатационных расходов, проблемы с тритием, и станет ясно, что решения проблемы на этом пути нет.

Существует, однако, еще один подход, связанный с компактными токамаками. В последние годы интерес исследователей привлекают токамаки с малым аспектным отношением  $R/a < 1,6$  ( $R$  и  $a$  — большой и малый радиусы тора). В обычных токамаках эта величина превышает 3. Снижение аспектного отношения позволяет существенно снизить параметр  $\beta = P/(H^2/8\pi)$ , где  $P = 2nT$  — давление плазмы. Это дает возможность получить плазму с термоядерными параметрами в токамаках небольших размеров. Соответственно снижается потребление трития и электроэнергии. Осуществимость токамака с малым аспектным отношением была продемонстрирована на установке START в Калэме (Великобритания) в 1992 г. [35]. Недавно на этом токамаке величина  $\beta$  достигла значения 0,48, что примерно на порядок выше, чем в обычных токамаках при сохранении МГД-устойчивости [36]. В 1993 г. появился первый проект нейтронного источника на основе компактного токамака с малым аспектным отношением [32]. Год спустя проект под названием MTF (Material Test Facility) был значительно усовершенствован [37]. В проекте рассматривается компактный стационарный сферический токамак с малым аспектным отношением ( $R/a < 1,6$ ). Для формирования тороидального магнитного поля необходим низковольтный источник с током 0,5 МА. Подогрев плазмы и поддержание тока в плазме осуществляется за счет инжекции нейтральных атомов (мощность инжекторов — 28 МВт). При  $T_e = T_i = 20 \text{ кэВ}$  и плотности плазмы  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  плотность потока нейтронов достигнет  $1,4 \text{ МВт/м}^2$ , а общая мощность нейтронного потока — 14 МВт. Существенно, что малое аспектное отношение может быть получено только для крутых торов (внутренний диаметр тороида должен быть предельно малым). Это означает невозможность использования нейтронной защиты и вынуждает авторов проекта отказаться от многовитковой обмотки тороидального магнитного поля (межвитковая изоляция не выдерживает нейтронного облучения). Поэтому предполагается сквозь отверстие в тороиде пропустить массивный медный столб, к которому с одного из торцов должны быть подключены витки тороидальной обмотки. С противоположной стороны между торцом столба и концами витков обмотки должен быть подключен низковольтный генератор тока. Плотность тока в столбе достигает  $12 \text{ МА/м}^2$ . Рабочая температура медного столба при охлаждении водой под давлением равна  $127 \text{ }^\circ\text{C}$ . За счет трансмутаций проводимость меди будет убывать со временем, что негативно скажется на потребляемой мощности. Авторы проекта отмечают, что омические потери только в столбе составят в начальном состоянии 30 МВт. Предполагается, что столб придется менять каждые 2–3 года. Поскольку накопление водорода и гелия в меди за счет ядерных реакций приведет к потере ее механической однородности, не исключено, что проводимость будет убывать значительно быстрее, чем считают авторы. Несмотря на привлекательность возможности создания нейтронного источника на основе компактного токамака с малым аспектным отношением, предстоит еще большая работа по накоплению физических результатов и улучшению параметров таких машин. В отличие от крупных токамаков, где параметры близки к необходимым, в компактных торах они далеки от требуемых. Однако, несмотря на то, что после модернизации токамака START и подключения системы инжекции нейтральных атомов ионную температуру удалось поднять от нескольких десятков до 300 эВ [36], а электронную до 600 эВ [38] при необходимой для источника плотности плазмы ( $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ), до требуемых параметров ( $T_e = T_i = 20 \text{ кэВ}$ ) пока далеко. С планируемым в начале 1998 г. запуском еще одного компактного токамака ГЛОБУС-М [39] накопление плазмозфизической базы данных для компактных токамаков с малым аспектным отношением значительно ускорится. Не исключено, что через несколько лет проект нейтронного источника на основе компактного

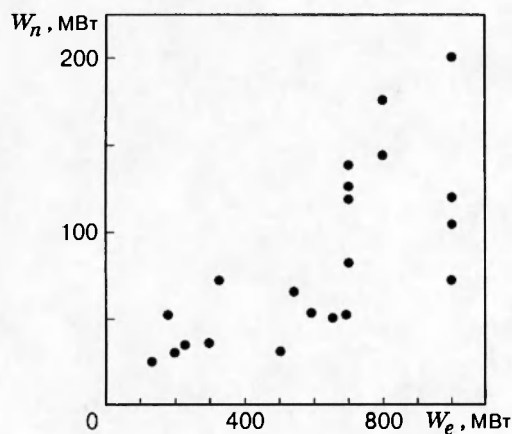


Рис. 5

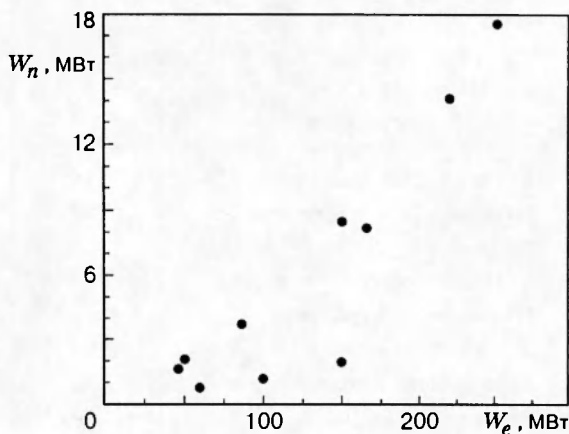


Рис. 6

токамака может рассматриваться как один из наиболее перспективных.

Общее количество проектов источников нейтронов на основе токамаков сегодня достаточно велико. Наряду с рассмотренными большими и малыми токамаками существуют и промежуточные концепции. На рис. 5 каждая точка характеризует отдельный проект: точки справа — крупномасштабные токамаки, точки слева — источники на основе компактных торов;  $W_n$  — полная мощность нейтронного потока;  $W_e$  — потребляемая электрическая мощность. На диаграмме не показаны некоторые проекты с большим коэффициентом усиления и большой термоядерной мощностью [34, 40].

Мы совершенно не касались проблемы использования сверхпроводящих обмоток для нейтронных генераторов на основе токамаков. Сверхпроводники весьма чувствительны к нейтронному облучению. Поэтому ясно, что для компактных установок они перспектив не имеют. Толщина защиты оценивается в 0,8–1,2 м. Отсюда следует, что использование сверхпроводников возможно лишь в токамаках с радиусом 4–5 м. Но тогда подобная система оказывается неконкурентоспособной просто по экономическим соображениям: ее стоимость будет сопоставима со стоимостью ИТЭР. Возникнут трудности и с расходом трития.

Как отмечалось ранее, проблема создания мощных источников нейтронов начала серьезно обсуждаться в 80-х годах. Первые проекты таких источников основывались на использовании открытых магнитных ловушек [19–27]. Такие генераторы имеют ряд важных достоинств. Мощность  $Q_n$ , излучаемая из плазмы в виде нейтронов, определяется следующими величинами:

$$Q_n \sim n_D n_T \sim p^2 = (\beta H^2 / 8\pi)^2 \sim \beta^2 H^4.$$

Из приведенного соотношения видно, что удельная мощность сильно нарастает с увеличением  $\beta$ . Для токамаков величина  $\beta < 0,1$ , в то время как в случае открытых ловушек (и это показано экспериментально [41]) она существенно выше:  $\beta \simeq 1$ , поэтому в сравнении с токамаками источники на основе открытых систем значительно более компактны. Они могут сооружаться ступенями, начиная с устройств с относительно небольшим нейтронным потоком. Постепенно наращивая длину ловушки и мощность нейтральной инжекции, можно увеличивать нейтронный поток и площадь зоны испытаний. На рис. 6 каждая точка характеризует отдельный проект с полной мощностью потока нейтронов  $W_n$  и потребляемой электрической мощностью  $W_e$ .

Видно, что такие источники позволяют генерировать нейтронные потоки на порядок меньше (1–18 МВт), чем токамаки, при потреблении мощности от сети в 4–5 раз ниже. Стоимость проектов также несопоставима со стоимостью проектов на основе токамаков.

Таблица 1

Параметры проектов генераторов	TASKA-M [19]	FEF-II [22]	TDF [23]	MIT-87 [24]	K-88 [27]
Потребляемая мощность, МВт	166	40	250	150	220
Максимальная плотность потока нейтронов, МВт/м <sup>2</sup>	1,3	2	1,4	1,8	2,5
Потребление трития, кг/год	0,55	0,37	1,2	0,57	1
Мощность нейтральной инжекции, МВт	50,4	5,5	76	100	98
Радиус зоны испытаний, м	0,25	0,16	0,25	0,25	0,3
Плотность плазмы, см <sup>-3</sup>	$3,2 \cdot 10^{14}$	$4,1 \cdot 10^{14}$	$6,0 \cdot 10^{14}$	$6,7 \cdot 10^{14}$	$2,4 \cdot 10^{14}$
Электронная температура, кэВ	14	4,4	2,1	2	—

Для открытых ловушек характерен стационарный режим работы. Им не свойственны срывы, которые представляют опасность для стенок вакуумной камеры токамаков. Однако, несмотря на несомненные достоинства открытых ловушек, следует признать, что большинство проектов на их основе требует для своей реализации параметров плазмы, которые значительно превышают достигнутые в настоящее время. В табл. 1 представлены основные параметры проектов генераторов на основе ловушек с амбиполярным удержанием.

К сожалению, параметры плазмы, требуемые для осуществления этих проектов, не дают оснований надеяться на возможность быстрой их реализации. Максимальная плотность плазмы, достигнутая в экспериментах, составляет лишь  $2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup> [42], а электронная температура — 0,26 кэВ [41]. Однако существуют две концепции, не требующие для своей реализации значительного повышения параметров плазмы в сравнении с уже достигнутыми. Первая концепция базируется на использовании открытой ловушки типа 2XIIВ [25, 41] (Ливермор, США). Проект основан на весьма умеренной экстраполяции экспериментальных данных. Привлекательной стороной проекта является отказ от попыток доведения плазмы до термоядерных температур. Предполагается использование двухкомпонентной плазмы («холодные» тритоны и быстрые дейтоны). Дейтоны высокой энергии (200 кэВ) формируются с помощью внешних источников нейтральных атомов. Нейтроны рождаются в результате взаимодействия быстрых дейтонов с тритонами плазмы. Продольная термоизоляция плазмы в ловушке осуществляется за счет использования длинных концевых секций со столкновительной теплопроводностью. Для подавления магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей используются квадрупольные обмотки магнитного поля. Применение сверхпроводников для формирования квадрупольной конфигурации магнитного поля требует существенного увеличения размеров обмоток, поскольку необходима весьма тщательная защита сверхпроводников (толщина защиты свыше одного метра). К недостаткам проекта следует отнести тот факт, что инжекторы атомов дейтерия «смотрят» непосредственно на излучающий нейтроны объем плазмы. Это уменьшает время жизни высоковольтных изоляторов. Впрочем, все генераторы нейтронов на основе токамаков страдают тем же недостатком. К сожалению, проект не получил продолжения и в настоящее время практически не развивается.

Вторая концепция, основанная на использовании осесимметричной газодинамической ловушки (ГДЛ) и сформулированная впервые еще в 1984 г. [20], развивается и в настоящее время. Рассматривалось несколько вариантов источника нейтронов на основе ГДЛ: двухкомпонентная версия ГДЛ-2, где энергичные тритоны инжектируются в «теплую» дейтериевую плазму [20], трехкомпонентная версия ГДЛ-3, где в «теплую» мишенную плазму инжектируются пучки атомов дейтерия и трития [43]. В последнее время на основе



Таблица 2

Параметры проектов нейтронных генераторов	2ХИВ	ГДЛ-2	ГДЛ-3	ГДЛ-3М
Потребляемая мощность, МВт	100	50	60	47
Максимальная плотность потока нейтронов, МВт/м <sup>2</sup>	10,0	3,9	2,0	1,8
Радиус зоны испытаний, м	0,06	0,06	0,07	0,07
Длина зоны испытаний, м	0,35	1,2	2,5	3
Потребление трития, кг/год	0,1	0,12	0,15	0,16
Плотность плазмы, см <sup>-3</sup>	$1,3 \cdot 10^{15}$	$3,7 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{14}$	$1,7 \cdot 10^{14}$
Электронная температура, кэВ	0,19	0,52	1,1	0,65
Энергия инъекции, кэВ	200(D)	240(T)	80(D) 94(T)	65(D) 65(T)
Мощность нейтральной инъекции, МВт	47	20	15	22
Магнитное поле в пробках/в ловушке, Тл	12/4	25/1,25	26/1,8	13/1,3

накопленных экспериментальных данных и расчетов осуществлена оптимизация параметров источника, что позволило при весьма незначительном снижении полной мощности нейтронного потока значительно упростить его конструкцию [44].

В табл. 2 представлены проектные параметры источников нейтронов, основанные на концепциях 2ХИВ и ГДЛ.

Принцип действия нейтронного источника на основе ГДЛ чрезвычайно прост (рис. 7,а). При наклонной инъекции нейтральных атомов в «теплую» плазму, находящуюся в осесимметричной ловушке с большим пробочным отношением ( $K > 10$ ), осуществляется захват быстрых атомов в результате перезарядки на медленных ионах плазмы. Быстрые атомы превращаются в быстрые ионы, а медленные ионы в результате таких столкновений преобразуются в медленные атомы и покидают плазму. В результате в плазме образуется популяция «плещущихся» энергичных ионов. Концентрация этих ионов неоднородна вдоль оси системы.

Как показали расчеты [44], в последних версиях (ГДЛ-3 и ГДЛ-3М) основной вклад в выходную мощность нейтронов дают DT столкновения ионов высокой энергии между собой. Вклад этих же ионов в выход нейтронов из-за столкновений с «теплыми» ионами плазмы пренебрежимо мал. Подчеркнем, что для реализации данной схемы источника требуются весьма умеренные параметры плазмы. Электронная температура (0,65 кэВ) всего в 2,5 раза превышает достигнутую в экспериментах на открытых ловушках. При больших пробочных отношениях, характерных для газодинамической ловушки (профиль магнитного поля показан на рис. 7,б), зона максимального нейтронного потока располагается достаточно далеко от пробок (рис. 7,в). Это позволяет обеспечить надежную защиту 4 пробочных катушек 1, 2 (рис. 7,а). Другое важное достоинство рассматриваемой концепции состоит в том, что диаметр плазмы значительно (на порядок) меньше диаметра вакуумной камеры 5. Благодаря этому нейтронная нагрузка на стенки камеры значительно ниже нагрузки, свойственной другим схемам. Второй фактор, действующий в том же направлении, состоит в том, что плотность «плещущихся» ионов на большей части длины ловушки оказывается значительно ниже, чем в окрестностях точек отражения. В результате основная часть вакуумной камеры подвержена существенно более слабому облучению по сравнению с испытательной зоной 6. Это позволяет использовать сверхпроводящие обмотки 3 для создания продольного магнитного поля. Вследствие отмеченных факторов

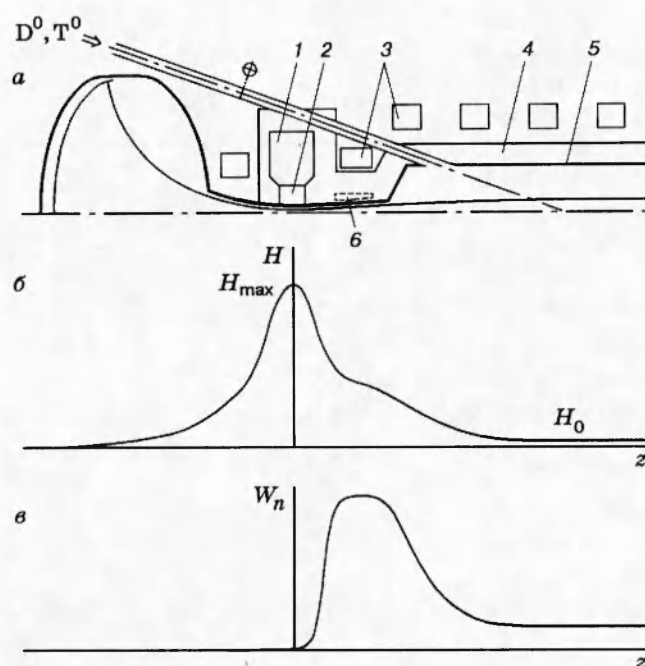


Рис. 7

высоковольтные изоляторы инжекторов нейтральных атомов работают в более благоприятных условиях по сравнению с любыми другими схемами генераторов нейтронов. Наконец, к достоинствам рассматриваемой схемы следует отнести возможность создания МГД устойчивой конфигурации плазмы в осесимметричной магнитной системе [45], а также простую и надежную физику продольного удержания.

Основные технические трудности при создании источника на основе ГДЛ сводятся к проблеме формирования сильного магнитного поля в пробках, к проблеме первой стенки испытательной зоны, а также к проблеме создания магнитного поля на основе сверхпроводников, точнее, защиты сверхпроводящих обмоток от нейтронов. Что касается сильного магнитного поля (26 Тл), то, хотя в настоящее время и нет надежных решений, позволяющих получать подобное поле на время порядка года, все же эта величина не кажется фантастической. Магнитная система с полем 25 Тл и ресурсом около 300 ч описана в [46]. Проблема периодического извлечения первой стенки в области испытательной зоны с помощью робототехники обсуждалась в работе [47] специально в связи с разработкой проекта генератора нейтронов на основе ГДЛ. Наконец, в работе [48] показана возможность защиты сверхпроводящих обмоток от нейтронов. Следует отметить, что как с физической, так и с инженерной точки зрения степень проработки источника на основе ГДЛ достаточно высока [44, 49–51]. Накопление плазмофизической базы данных на действующей установке ГДЛ продолжается. Кроме того, совместные работы по данной проблеме ведутся ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН с ВНИИТФ (г. Снежинск Челябинской обл.), Ядерно-физическим центром в Россендорфе (Германия) и Лабораторией ионизированных газов во Фраскати (Италия).

Наиболее перспективной с инженерной точки зрения выглядит схема ГДЛ-3М, поскольку за счет увеличения мощности инжекции ДТ смеси и небольшого снижения мощности нейтронного потока удалось почти вдвое понизить необходимую электронную температуру и ровно вдвое напряженность магнитного поля, что позволяет воспользоваться сверхпроводящими обмотками. На рис. 8 представлено продольное распределение плотности нейтронного потока для ГДЛ-3М. Асимметрия в распределении возникает за счет

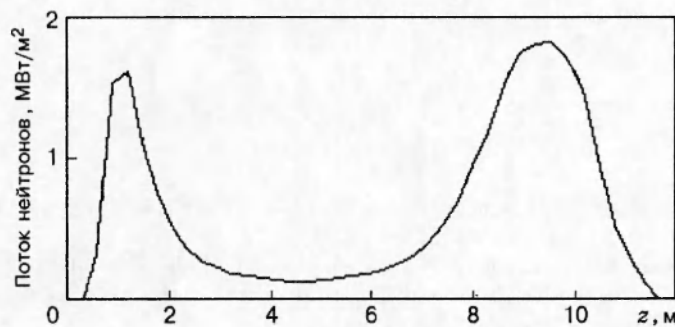


Рис. 8

специального профилирования магнитного поля [51].

Хотя источник нейтронного потока на основе ГДЛ среди рассмотренных генераторов представляется наиболее простым и дешевым, стоимость его все же весьма высока (250–300 млн долларов). В связи с этим в ИЯФ СО РАН начато сооружение полномасштабной импульсной (стационарной с физической точки зрения) модели нейтронного генератора без тритиевого цикла (так называемого водородного прототипа) [52].

Наконец, рассмотрим единственный известный нам проект импульсно-периодического нейтронного генератора на основе лазерного обжата мишени [53]. Авторы предлагают использовать лазер с энергией импульса 200 кДж (длина волны 1–0,3 мкм) с тем, чтобы на оптимизированной мишени с DT смесью получить  $Q \simeq 1$ , т. е. 200 кДж в термоядерных нейтронах. При частоте следования импульсов 10 Гц такой источник будет выделять в нейтронах 2 МВт. Авторы предполагают, что эффективность системы составит 2%. Ливерморская лазерная система NOVA излучает в импульсе около 100 кДж с эффективностью  $\sim 1\%$ . При этом частота следования импульсов на сегодня достигает  $\sim 10^{-4}$  Гц, а максимальное число нейтронов, полученных в импульсе, равно  $10^{14}$  (требуется  $10^{17}$ ). Реальный ресурс ламп накачки также весьма далек от необходимого. Ситуация может измениться в связи с появлением диодных полупроводниковых лазеров, с помощью которых можно решить проблему КПД накачки, частоты повторения импульсов накачки и, возможно, ресурса всей лазерной системы. Однако на этом пути надо пройти дистанцию огромного размера, поскольку в настоящее время энергия лазеров с полупроводниковой накачкой достигает 1 Дж. Кроме того, при сегодняшней стоимости полупроводниковых лазеров каждый джоуль энергии лазера обходится в 200 долларов. Реализация полупроводниковой накачки в проекте станет возможной лишь при значительном снижении стоимости.

**Заключение.** Создание термоядерной энергетики невозможно без мощных нейтронных источников. По-видимому, первым будет построен ускорительный источник на основе D–Li реакции (проект IFMIF). Поскольку он не может решить всех проблем термоядерного материаловедения, необходим источник монохроматических нейтронов с энергией 14 МэВ. Несмотря на хорошее понимание процессов в крупных токамаках, едва ли хоть один источник на основе большого токамака будет построен.

Среди плазменных источников небольшого масштаба (с площадью испытательной зоны  $1 \div 2$  м<sup>2</sup>) наиболее проработан источник на основе газодинамической ловушки. Если для испытания элементов конструкции термоядерного реактора потребуется площадь испытательной зоны в 10–20 м<sup>2</sup>, такой источник может быть построен на основе компактных токамаков с малым аспектным отношением. Однако потребуется несколько лет для накопления плазмофизической базы данных, чтобы такое строительство стало хорошо обоснованным.

Помимо решения чисто термоядерных проблем, мощный генератор нейтронов может найти и другие применения. Он может быть полезен для решения проблемы создания взрывобезопасных АЭС, «дожигания» радиоактивных отходов, а также при проведении

фундаментальных исследований в области физики твердого тела, радиохимии и радиобиологии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Головин И. Н., Кадомцев Б. Б. Состояние и перспективы управляемого термоядерного синтеза // Атомная энергия. 1996. Т. 81, вып. 5. С. 364–372.
2. Colombo H., Jaumotte A., Kennedy E., et al. Report of the Fusion Programme Evaluation Board Prepared for the Commission of the European Communities. Bruxelles, 1990.
3. ITER. Documentation Series. Vienna: IAEA, 1991.
4. IEA. Workshop on International Fusion Materials Irradiation Facility (IFMIF), San Diego, USA, Febr. 14–17, 1989.
5. IEA. Workshop on IFMIF, Tokio, Jan. 14–16, 1991.
6. IEA. Workshop on IFMIF, Karlsruhe, Germany, Sept. 21–23, 1992.
7. IEA. Workshop on Fusion Neutron Sources, Moscow, July 12–16, 1993.
8. Abdou M. A., Peng Y. M., Berk S. Requirements and design envelope for a volumetric neutron source (VNS) fusion facility for fusion nuclear technology development // Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Seville, Spain, Sept. 26–Oct. 1, 1994. Vienna: IAEA, 1995. V. 2. P. 733–740.
9. Ivanov A. A., Ryutov D. D. Neutron sources for fusion reactor materials and component testing // Proc. on Workshop IFMIF. San Diego, 1989. V. 2. P. 369–372.
10. Carpenter J. H. Pulsed spallation neutron sources for slow neutron scattering // Nucl. Instruments and Methods. 1977. V. 145. P. 91–113.
11. Johnson D. L. et al. Nuclear cross sections for technology // NBS Special Publications. 1980. N 594. P. 824.
12. Kondo T., Doran D. G., Ehrlich K., Wiffen F. W. The status and prospects of high-energy neutron test facilities for fusion materials development // J. Nucl. Materials. 1992. V. 191. P. 100–107.
13. Shannon T. E. et al. Conceptual design of the international fusion materials irradiation facility (IFMIF) // Proc. 16th Fusion Energy Conf. (IAEA), Montreal, Canada, Oct. 7–11, 1996. IAEA-F1-CN-64/G2-2. P. 546–547.
14. Ikeda Y., Konno C., Oishi K., et al. Activation cross section measurements for fusion reactor structural materials at neutron energy from 13,3 to 15,0 MeV using FNS facility // JAERY 1312. Japan, March, 1988.
15. Ponomarev L. I. Muon catalysed fusion // Contemporary Physics. 1990. V. 31, N 4. P. 219.
16. Petitjean C., Atchinson F., Heidenreich G., et al. A 14 MeV high-flux neutron source based on muon — catalyzed fusion — a design study // Fusion Technology. 1994. V. 25. P. 437–446.
17. Kuzminov V. V., Petrov Yu. V., Shabelski Yu. M. Energy cost of negative pion production on deuterium–tritium target // Hyperfine Interactions. 1993. V. 82. P. 423–437.
18. Nuclear Instruments and Methods. 1977. V. 145, N 1. P. 1–218 (специальный выпуск, посвященный генераторам нейтронов).
19. Badger B. et al. TASKA-M, a low cost, near term tandem mirror device for fusion technology testing // Rep. KfK-3680. Kernforschungszentrum, Karlsruhe, 1984.
20. Мирнов В. В., Нагорный В. П., Рютов Д. Д. Газодинамическая ловушка с двухкомпонентной плазмой. Новосибирск, 1984 (Препр. / АН СССР. Сиб. отд.-ние. Ин-т ядерной физики; № 40).
21. Kotelnikov I. A., Mirnov V. V., Nagornyj V. P., Ryutov D. D. New results of gas-dynamic trap research // Plasma Physics and Controlled Fusion Research. Vienna: IAEA, 1985. V. 2. P. 309–319.
22. Kawabe T., Hirayama S., Kozaki Y., et al. The physical and engineering aspects of fusion engineering test facility based on mirror confinement (FEF) // Fusion Technology. 1986. V. 10, N 3. P. 1102–1110.
23. Doggett J. N. et al. A fusion technology demonstration facility (TDF) // Rep. UCRL-90824. LLNL, Livermore, USA, 1984.
24. Kesner J., Horne S. F., Pastukhov V. P. Cusp stabilized mirror based neutron source // Rep. PFC/JA-87-7. Plasma Fusion Center, MIT, Cambridge, USA, 1987.
25. Coensgen F. H., Casper T. A., Correll D. L., et al. Beam plasma neutron sources based on beam-driven mirror // Rep. UCRL-97270. Rev. 1. LLNL, Livermore, USA, 1987.
26. Coensgen F. H., Casper T. A., Correll D. L., et al. Beam plasma neutron sources based on beam-driven mirror // J. of Fusion Energy. 1989. V. 8. P. 237–245.
27. Головин И. Н., Жильцов В. А., Панов Д. А. и др. Генератор нейтронов на основе адиабатической ловушки // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 1988. № 3. С. 3–6.
28. Peng M. Initial design boundaries and parameters of small tokamak VNS envelope // IEA. Workshop on Fusion Neutron Sources, Moscow, July 12–16, 1993.
29. Астапкович А. М., Глухих В. А., Минеев А. Б. и др. Нейтронные источники на основе токамака с большой долей бутстреп-тока. М.: ЦНИИатомиздат, 1993 (Препр. / НИИЭФА; № 11-0919).

30. **Astapkovich A. M., Glukhikh V. A., Mineev A. B., et al.** VNS on the basis of the high bootstrap fraction of current // IEA. Workshop on Fusion Neutron Sources. Moscow, July 12–16, 1993.
31. **Azizov E. A., Kovan A. I., Koltchenko S. V., et al.** The compact volumetric neutron source on the tokamak based // Ibid.
32. **Hender T. C.** Tight aspect ratio tokamak neutron source // Ibid.
33. **Ogawa Y., Inone N., Yoshida Z., et al.** Design of a volumetric neutron source based on steady state tokamak // Proc. 16th Fusion Energy Conf. (IAEA), Montreal, Canada, Oct. 7–11, 1996. IAEA-F-1-CN-64/GP-25. P. 601–602.
34. **Tsuji-Iios., Tsutsui H., Kondoh J., et al.** High-field tokamak-reactor with force-balanced coils as a volumetric neutron source // Proc. 16th Fusion Energy Conf. (IAEA), Montreal, Canada, Oct. 7–11, 1996. IAEA-CN-64/GP-26.
35. **Sykes A., Del Bosco E., Colchin R. J., et al.** First results from the START experiments // Nucl. Fusion. 1992. N 32. P. 694.
36. **Akers R., Bamford R. A., Bevir M. K., et al.** Additional heating experiments of the spherical tokamak plasmas on START // Proc. 16th Fusion Energy Conf. (IAEA), Montreal, Canada, 1996. IAEA-CN-64/C2-1. P. 277–278.
37. **Buttery R., Counsell G., Cox M., et al.** Steady-state spherical tokamaks and future applications // Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., Seville, Spain, Sept. 26–Oct. 1, 1994. Vienna: IAEA, 1995. V. 2. P. 633–641.
38. **Sykes A., Bevir M., Bamford R., et al.** The START spherical tokamak // Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., Seville, Spain, Sept. 26–Oct. 1, 1994. Vienna: IAEA, 1995. V. 1. P. 719–724.
39. **Golant V. E., Gusev V. K., Minaev V. B., et al.** Basic peculiarities of GLOBUS-M spherical tokamak project // Proc. 16th Fusion Energy Conf. (IAEA), Montreal, Canada, Oct. 7–11, 1996. IAEA-CN-64/GP-15. P. 581–587.
40. **Stambaugh R. D., Chan V. S., Miller R. L., et al.** The spherical torus approach to magnetic fusion development // Proc. 16th Fusion Energy Conf. (IAEA), Montreal, Canada, 1996. IAEA-F-1CN-64/G1-2. P. 538–539.
41. **Coengen F. H., Casper T. A., Correll D. L., et al.** Physics data base for the beam plasma neutron source (BPNS) // Physics of Alternative Magnetic Confinement Schemes: Proc. Int. School of Plasma Phys. «Piero Caldirola» Bologna: Editrice Compositori, 1991. P. 477–487.
42. **Vagryansky P. A., Ivanov A. A., Karpushov A. N., et al.** Experimental MHD stability limit in the gas-dynamic trap // Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res. Vienna: IAEA, 1991. V. 2. P. 655–662.
43. **Котельников И. А., Рюттов Д. Д., Цидулко Ю. А. и др.** Математическая модель нейтронного источника на основе ГДЛ. Новосибирск, 1990 (Препр. / АН СССР. Сиб. отд.-ние. ИЯФ; № 105).
44. **Ivanov A. A., Kruglyakov E. P., Tsidulko Yu. A., et al.** Improved version of a mirror-based 14 MeV neutron source // Proc. 16th Fusion Energy Conf. (IAEA), Montreal, Canada, 1996. IAEA-CN-64/GP-24. P. 599–600.
45. **Tamano T., Cho T., Hirata M., et al.** Recent results of tandem mirror experiments in GAMMA 10 and HIEI // Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res. Vienna: IAEA, 1995. V. 2. P. 399–404.
46. **Клявин П. П., Левашов А. Д., Рождественский Б. В. и др.** Водоохлаждаемый соленоид комбинированной магнитной системы КС-250 // Приборы и техника эксперимента. 1976. № 5. С. 232–235.
47. **Астапкович А. М., Громов Л. А., Комаров В. М. и др.** Проект нейтронного источника ИИ-1. Л., 1989 (Препр. / НИИЭФА, № Б-0830).
48. **Robouch B. V., Ingrosso L., Brzosko J. S., et al.** Neutron shielding of the GDT (Novosibirsk) neutron generator project — a feasibility study // Proc. 16th Symp. on Fusion Engineering, Urbana, USA, Sept. 30–Oct. 5, 1995 (SOFE'95). IEEE/NPSS, 1995. V. 2. P. 1131–1134.
49. **Ivanov A. A., Kotelnikov I. A., Kruglyakov E. P., et al.** A plasma-type neutron source for fusion materials irradiation testing // Symp. on Fusion Technology, Roma, Italy, Sept. 14–18, 1992. V. 2. P. 1394–1398.
50. **Kruglyakov E. P.** Plasma based 14 MeV neutron source // Int. Conf. on Plasma Physics (ICPP), Foz do Iguacu, Brazil, 1994. Invited Papers: AIP Conf. Proc. N. Y.: Woodbury, 1995. V. 345. P. 247–253.
51. **Ivanov A. A., Kruglyakov E. P., Tsidulko Yu. A., et al.** Conceptual design studies of GDT-based neutron source // Proc. 16th Symp. on Fusion Engineering, Urbana, USA, Sept. 30–Oct. 5, 1995 (SOFE'95). IEEE/NPSS, 1995. V. 1. P. 66–69.
52. **Kruglyakov E. P.** Hydrogen prototype of 14 MeV neutron source status and program of experiment // Proc. Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion, Singapore — New Jersey — London — Hong Kong: World Scientific, 1994. P. 349–359.
53. **Басов Н. Г., Субботин В. И., Феоктистов Л. П.** Ядерный реактор с лазерным термоядерным источником нейтронов // Вестник РАН. 1993. Т. 63, № 10. С. 878–884.

Поступила в редакцию 24/II 1997 г.