

требование к термоядерной мощности токамака. Но в качестве ограничивающего фактора необходимо рассматривать условия теплосъема в бланкете.

Таким образом, нейтронно-физические расчеты гомогенной модели бланкета показали, что поглощение нейтронов центральным столбом токамака и их замедление бериллиевым покрытием снижают скорость трансмутации до 35% первоначальной в наиболее эффективном случае использования свинцового теплоносителя. При использовании воды в качестве теплоносителя это влияние незначительно.

Выбор конкретных конструкций бланкета оказывает существенное влияние на производительность установки. При охлаждении бланкета легкой водой можно добиться приемлемой скорости трансмутации при добавлении к долгоживущим актиноидам плутония в соотношении 1:1. Это позволит достигнуть скорость трансмутации 80 кг/год.

Использование жидкого свинца в качестве теплоносителя может существенно увеличить скорость трансмутации долгоживущих актиноидов. Расчеты показали, что в этом случае за год их можно перерабатывать более 400 кг, что позволит утилизировать отработавшее топливо 10 и более ВВЭР-1000.

Работа поддержана РФФИ, проект № 08-02-13554 офи_ц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Белая** книга ядерной энергетики. Под ред. Е.О. Адамова. М., НИКИЭТ, 2001.
2. **Солонин М.И.** Состояние и перспективы развития ядерной энергетики России. — Атомная энергия, 2003, т. 94, вып. 1, с. 31—36.
3. **Велихов Е.П., Глухих В.А., Гурьев В.В. и др.** Гибридный термоядерный реактор-токамак для производства делящегося топлива и электроэнергии. — Атомная энергия, 1978, т. 45, вып. 1, с. 3—9.
4. **Parish T., Davidson J.** Reduction in the toxicity of fusion product wastes through transmutation with deuterium-tritium fusion neutrons. — Nucl. Technol., 1980, v. 47, p. 324.
5. **Peng Y., Cheng E.** Magnetic fusion driven transmutation and power production in fusion reactor. — Fus. Technol., 1996, v. 30, p. 1654.
6. **Qiu L., Wu Y., Xiao B. e.a.** A low aspect ratio tokamak transmutation system. — Nucl. Fus., 2000, v. 40, p. 629.
7. **Stacey W.** Capabilities of DT tokamak fusion neutron source for driving a spent nuclear fuel transmutation reactor. — Ibid., 2001, v. 41, p. 135.
8. **Azizov E., Arefiev Yu., Gladush G., Dokuka V. e.a.** The VNS concept on the base of tokamak JUST-T for transmutation of minor actinides. — Plasma Devices and Operations, 2003, v. 11, p. 279—286.
9. **Azizov E., Arefiev Yu., Buzhinskij O. e.a.** Plasma-physical and electrophysical aspects of the compact stationary neutron source on the basis of tokamak. — Ibid., 2005, v. 13, p. 167—175.
10. **Азизов Э.А., Гладуш Г.Г., Докука В.Н. и др.** Использование компактных токамаков в качестве источника нейтронов для решения проблем ядерной энергетики. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 3, с. 3—9.
11. **Noack K., Rogov A., Anikeev A. e.a.** The GDT-based fusion neutron source as driver of a minor actinides burner. — Ann. Energy, 2008, v. 35, p. 1216—1222.
12. **Кутеев Б.В., Хрипунов В.И.** Современный взгляд на гибридный термоядерный реактор. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 1, с. 3—40.
13. **Гладуш Г.Г., Родионов Н.Б., Родионова В.П.** Тепловые расчеты бланкета гибридного токамака-реактора для трансмутации минорных актинидов. — В сб.: Всерос. семинар «Физические и технические аспекты объемного источника термоядерных нейтронов для материаловедческих, технологических исследований, испытаний и трансмутации минорных актинидов». Звенигород, 14—19 июня 2010 г., с. 35—36.

Поступила в Редакцию 20.08.10

УДК 539.172.16

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ $^{80,82,83}\text{Kr}(\alpha, xn)^{82}\text{Sr}$ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИИ α -ЧАСТИЦ ОТ ПОРОГА РЕАКЦИИ ДО 60 МэВ

Загрядский В.А., Латушкин С.Т., Новиков В.И., Оглоблин А.А., Унежев В.Н., Чувилин Д.Ю., Шатров А.В., Ярцев Д.И. (НИЦ «Курчатовский ин-т», г. Москва)

В настоящее время одним из наиболее перспективных и динамично развивающихся направлений ядерной медицины является кардиодиагностика на основе метода позитронно-эмиссионной томографии. Работа большинства

центров позитронно-эмиссионной томографии основана на использовании ультракороткоживущих β^+ -излучающих радионуклидов (^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F) и предполагает наличие двух обязательных составляющих: позитронно-эмиссион-

ного томографа и циклотрона с $E_p < 20$ МэВ для производства указанных изотопов. Условие привязки к циклотрону, безусловно, тормозит распространение метода позитронно-эмиссионной томографии, поскольку не в каждой клинике может эксплуатироваться циклотрон. Известен более рациональный подход к решению этой проблемы.

В последнее время, главным образом, в США получил развитие метод позитронно-эмиссионной томографии, основанный на применении изотопных генераторов $^{82}\text{Sr}—^{82}\text{Rb}$. Эти генераторы компактны, могут легко доставляться в любую клинику, в том числе на большое расстояние, эксплуатироваться длительное время. При этом отпадает необходимость иметь и эксплуатировать в клинике циклотрон.

В настоящее время ^{82}Sr получают в реакциях $\text{Mo}(p, \text{spallation})$ и $\text{Rb}(p, xn)$ на уникальных дорогостоящих ускорителях высокой энергии ($E_p \sim 100—800$ МэВ), предназначенных для фундаментальных исследований [1—4]. Кроме указанных реакций, ^{82}Sr можно получать при облучении газовых криптоновых мишеней ядрами ^3He или ^4He на относительно дешевых в эксплуатации циклотронах средней энергии ($E_{\alpha, ^3\text{He}} \leq 60—70$ МэВ) [5, 6]. Наибольший выход ^{82}Sr в рамках указанного метода может быть достигнут в случае создания каскадной мишени, состоящей из модулей с высокообогащенными изотопами криптона. В такой мишени ^{82}Sr будет нарабатываться одновременно на нескольких изотопах криптона: на каждом изотопе криптона в той энергетической области α -частиц, где сечение образования ^{82}Sr выше по сравнению с другими изотопами [7]. Для реализации указанной каскадной мишени необходимо знание энергетических зависимостей сечений реакций, приводящих к образованию ^{82}Sr , на всех изотопах криптона. В настоящее время нет экспериментальных данных о сечениях ядерных реакций $^{80,82,83}\text{Kr}(\alpha, xn)^{82}\text{Sr}$. С учетом изложенного получение экспериментальных сечений ядерных реакций, приводящих к образованию ^{82}Sr на изотопах криптона, представляется актуальным.

В настоящей работе активационным методом определены экспериментальные сечения ядерных реакций $^{80}\text{Kr}(\alpha, 2n)^{82}\text{Sr}$, $^{82}\text{Kr}(\alpha, 4n)^{82}\text{Sr}$ и $^{83}\text{Kr}(\alpha, 5n)^{82}\text{Sr}$ в области энергии от порога реакций до $E_{\alpha} = 60$ МэВ на мишенях с высокообогащенными изотопами криптона.

Методика определения сечений ядерных реакций $^{80,82,83}\text{Kr}(\alpha, xn)^{82}\text{Sr}$. Сечения реакций $^{80}\text{Kr}(\alpha, 2n)^{82}\text{Sr}$, $^{82}\text{Kr}(\alpha, 4n)^{82}\text{Sr}$ и $^{83}\text{Kr}(\alpha, 5n)^{82}\text{Sr}$ определяли активационным методом. Заполненные ^{80}Kr , ^{82}Kr или ^{83}Kr (обогащение по каждому изотопу $>99,9\%$) до давления 100—150 кПа миниатюрные мишенные устройства устанавливали на пучки α -частиц циклотрона и облучали в течение 2,5—3 ч при токе 0,3—0,5 мкА. После 7 сут выдержки с помощью гамма-спектрометра определяли активность ^{82}Sr . Зная давление изотопов криптона и обусловленный геометрией мишенного устройства объем газа, вычисляли количество облучаемых α -частицами ядер криптона. Интегральный поток α -частиц определяли по суммарному заряду, измеряемому с помощью специального интегрирующего прибора. Сечения реакций вычисляли по соотношению

$$A = (1 - \exp -\lambda T) N \sigma_i F_i,$$

где A — активность ^{82}Sr в мишенном устройстве, приведенная к концу облучения; λ — постоянная распада ^{82}Sr ; T — время облучения; N — число ядер изотопа криптона, облучаемых в опыте; σ_i — сечение реакции $^{80,82,83}\text{Kr}(\alpha, xn)^{82}\text{Sr}$ при энергии α -частиц E_i ; F_i — интегральный поток α -частиц энергией E_i .

Алюминиевые цилиндрические мишени с изотопами криптона облучали α -частицами на циклотроне У-150 НИЦ «Курчатовский институт». С одной стороны, обращенной к пучку α -частиц, мишени имели торцевое окно из алюминиевой фольги толщиной 100 мкм, отделяющее изотоп криптона от вакуумной камеры циклотрона. На расстоянии 22 мм перед алюминиевой фольгой была установлена диафрагма из тантала с отверстием диаметром 3 мм, формирующая пучок α -частиц в камере с изотопом криптона. Облучаемый объем криптона принимался равным объему цилиндра с диаметром основания 3, высотой 11 мм. Мишенное устройство электрически изолировано от корпуса циклотрона и функционально представляло собой цилиндр Фарадея. Мишени с изотопами криптона через миниатюрную газовую коммуникацию соединялись с преобразователем давления АИР-20/М2 фирмы «Элемер» (Россия), обеспечивающим контроль давления газа внутри во время облучения. Для их заполнения изотопами криптона был разработан и изготовлен

специальный газовакуумный стенд. Активность ^{82}Sr в облученных мишенях измеряли на гамма-спектрометре фирмы ORTEC (США) с детектором из сверхчистого германия объемом $\sim 100 \text{ см}^3$.

Все мишени имели одинаковое конструктивное исполнение. Во время облучения контролировали давление газа. Попадая в мишени, α -частицы частично тормозились в алюминиевой фольге, затем в газе и окончательно сбрасывали энергию в задней торцевой стенке. Максимальная тепловая мощность, выделяемая в мишени при $E_\alpha = 60 \text{ МэВ}$, составляла 15 Вт. Для снятия тепла применяли принудительное воздушное охлаждение. Изменение давления газа во время облучения за счет нагрева пучком α -частиц не превышало 5%. Поскольку изотопы криптона облучали при постоянном объеме, незначительный рост давления не приводил к изменению числа ядер криптона, находящихся под облучением.

Используемая в работе методика определения сечения основана на предположении, что при малом токе α -частиц (до 1 мкА) концентрация ядер изотопов криптона в облучаемом объеме мишенного устройства остается постоянной во время облучения или ее изменение за счет возможного появления температурного градиента в газе мало и не приводит к какому-либо заметному изменению активности наработанного ^{82}Sr . Это предположение получило экспериментальное подтверждение. Было показано, что активность ^{82}Sr в мишенных устройствах для тока в диапазоне 0,1—1 мкА при прочих равных условиях остается постоянной в пределах экспериментальных погрешностей. Концентрацию ядер изотопов криптона, находящихся под облучением, рассчитывали по экспериментальному давлению газа в мишенных устройствах. Геометрическое уширение пучка α -частиц (отклонение от цилиндрической формы) за счет кулоновского рассеяния во входном алюминиевом окне (100 мкм) и криптоне (11 мм) вследствие малости во внимание не принимали. Постоянство плотности потока α -частиц в пределах диафрагмы обеспечивали настройкой циклотрона.

Интегральный поток α -частиц определяли с помощью специального интегрирующего прибора путем измерения суммарного заряда α -час-

тиц, падающих на мишенное устройство. Облучение проводили до регистрации суммарного заряда $3 \cdot 10^{-3} \text{ Кл}$. Интегральный поток α -частиц рассчитывали исходя из измеренного суммарного заряда. Энергетическая ширина пучка α -частиц, обусловленная особенностями его формирования на циклотроне У-150, $\Delta E/E_i = 0,5\%$. Сечения реакций $^{80,82,83}\text{Kr}(\alpha, xn)^{82}\text{Sr}$ в экспериментах были отнесены к энергии, которую α -частицы имели в центре камер с изотопами криптона: 25,5, 32,1, 36,4, 41,7, 47, 52,2, 57,4 МэВ. Поправки на частичное торможение α -частиц во входном алюминиевом окне и криптоне рассчитывали в соответствии с данными [8].

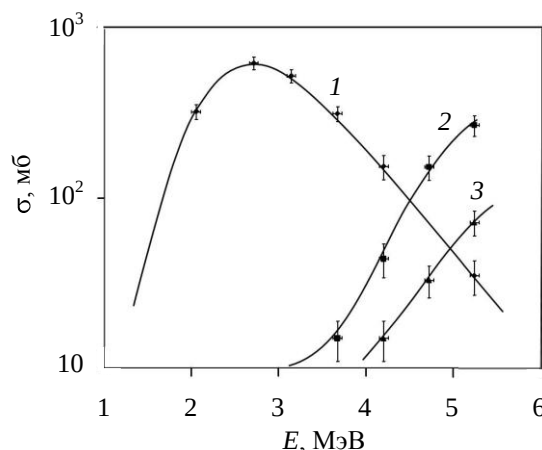
^{82}Sr не имеет γ -линий для измерения активности. Поскольку ^{82}Sr ($T_{1/2} = 25,3 \text{ сут}$) и дочерний ^{82}Rb ($T_{1/2} = 1,25 \text{ мин}$) находились в равновесии, активность ^{82}Sr определяли по активности ^{82}Rb . Активность ^{82}Rb определяли по площади пика полного поглощения γ -линии $E_\gamma = 776,9 \text{ кэВ}$, имеющей квантовый выход $K_\gamma = 12,5\%$ [9]. Спектрометр не разрешал γ -линии $E_\gamma = 776,9 \text{ кэВ}$ и $E_\gamma = 778,4 \text{ кэВ}$ ($K_\gamma = 1,83\%$), принадлежащую ^{83}Sr , который образовывался при облучении в реакции $^{80,82,83}\text{Kr}(\alpha, xn)^{83}\text{Sr}$. Поэтому активность ^{82}Rb определяли по площади суммарного пика полного поглощения γ -линий $E_\gamma = 776,9 \text{ кэВ}$ и $E_\gamma = 778,4 \text{ кэВ}$. Вклад в площадь суммарного пика от γ -линии $E_\gamma = 778,4 \text{ кэВ}$ оценивали по иным хорошо разрешенным γ -линиям, принадлежащим ^{83}Sr , например, $E_\gamma = 762,5 \text{ кэВ}$, $K_\gamma = 33,2\%$, с помощью известных квантовых выходов и измеренной зависимости эффективности детектора от энергии γ -квантов. Энергетическую зависимость эффективности регистрации γ -квантов детектором определяли с помощью образцовых спектрометрических γ -источников из комплекта ОСГИ. Геометрическая точка, в которой устанавливали образцовые источники при калибровке эффективности, соответствовала середине камер с изотопами криптона при измерении активности ^{82}Rb .

Для измерения активности ^{82}Rb мишенные устройства снимали с ионопровода циклотрона и устанавливали на высоте 45 см над торцевой поверхностью коаксиального детектора так, чтобы алюминиевое входное окно было направлено в сторону детектора. Указанное расстояние

источник—детектор, с одной стороны, обеспечивало приемлемую загрузку детектора («мертвое» время спектрометра не превышало несколько процентов), с другой, приемлемую по отношению к фону скорость счета γ -квантов в пике полного поглощения γ -линии с $E_\gamma = 776,9$ кэВ. Время измерения мишенных устройств в разных экспериментах составляло от 3 до 20 ч. Основные исходные параметры экспериментов на этапах облучения мишенных устройств и измерения активности ^{82}Rb следующие:

Пучок α -частиц, бомбардирующих мишень:	
Максимальная энергия, МэВ . . .	60
Ток, мкА . . .	0,3—0,5
Состав . . .	100% ^4He
Интегральный заряд за время облучения, Кл . . .	$3 \cdot 10^{-3}$
Время облучения, ч . . .	2,5—3
Мишенное устройство:	
Диаметр×высота камеры с изотопами криптона, мм . . .	10×11
Материал . . .	Алюминий
Толщина входного алюминиевого окна, мкм . . .	100
Давление газа (изотопов криптона), кПа . . .	100—150
Обогащение, % . . .	99,9
Диаметр диафрагмы, формирующей облучаемый объем газа, мм . . .	3
Максимальная выделяемая тепловая мощность, Вт . . .	15
Время выдержки перед измерением, сут . . .	7
Время измерения, ч . . .	3—20
Расстояние источник—детектор, см . . .	45
Гамма-спектрометр:	
Диаметр×высота коаксиального детектора, мм . . .	63,6×44,4
Эффективность для $E_\gamma = 776,9$ кэВ и расстояния 45 см от источника, % . . .	2,1
Разрешение, кэВ:	
для $E_\gamma = 1333$ кэВ (^{60}Co) . . .	1,8
для $E_\gamma = 122$ кэВ (^{57}Co) . . .	0,85

Обсуждение результатов. На рис. 1 приведены экспериментальные результаты. Погрешность измеренных сечений для разной энергии α -частиц находится в пределах 8—23% при доверительной вероятности 68%. При этом учтены погрешности скорости счета в пиках полного поглощения γ -линий, определения эффективности гамма-детектора, квантового выхода γ -линий, определения количества ядер изотопов криптона, облучаемых α -частицами, интегрального потока α -частиц, облучающих изотопы криптона в мишенном устройстве, и энергии α -частиц.

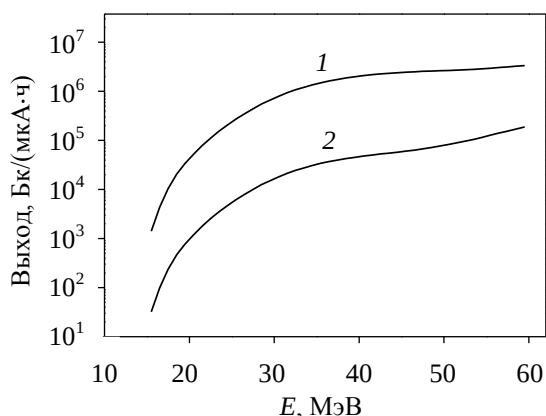


Р и с. 1. Экспериментальное сечение ядерной реакции $^{80}\text{Kr}(\alpha, 2n)^{82}\text{Sr}$ (1), $^{82}\text{Kr}(\alpha, 4n)^{82}\text{Sr}$ (2), $^{83}\text{Kr}(\alpha, 5n)^{82}\text{Sr}$ (3)

Из анализа рис. 1 следует, что в области энергии α -частиц < 50 МэВ наибольшее сечение с выходом ^{82}Sr имеет реакция $^{80}\text{Kr}(\alpha, 2n)^{82}\text{Sr}$ (максимум 622 мб достигается при $E_\alpha = 32,1$ МэВ), в области 50—60 МэВ — реакция $^{82}\text{Kr}(\alpha, 4n)^{82}\text{Sr}$. Следовательно, при наработке ^{82}Sr в каскадной мишени в указанном диапазоне энергии α -частиц нецелесообразно предусматривать модуль с изотопом криптона ^{83}Kr . Для максимального выхода ^{82}Sr граница между модулями с ^{80}Kr и ^{82}Kr должна находиться в области $E_\alpha \sim 50$ МэВ.

Экспериментальные сечения реакций $^{80}\text{Kr}(\alpha, 2n)^{82}\text{Sr}$, $^{82}\text{Kr}(\alpha, 4n)^{82}\text{Sr}$ и $^{83}\text{Kr}(\alpha, 5n)^{82}\text{Sr}$ получены в настоящей работе впервые. В работе [6] было измерено интегральное (по всем изотопам криптона) сечение реакций, приводящих к образованию ^{82}Sr , на мишени из природного криптона. Так как для реакции $^{82}\text{Kr}(\alpha, 4n)^{82}\text{Sr}$ $E_{\text{порог}} \sim 35$ МэВ, наработка ^{82}Sr на мишени из природного криптона для $E_\alpha < 35$ МэВ возможна лишь в результате реакции $^{80}\text{Kr}(\alpha, 2n)^{82}\text{Sr}$. Это означает, что интегральное сечение образования ^{82}Sr для $E_\alpha < 35$ МэВ [6] может быть преобразовано в сечение реакции $^{80}\text{Kr}(\alpha, 2n)^{82}\text{Sr}$ приведением к 100%-ному обогащению по ^{80}Kr . Сопоставление результатов [6], преобразованных указанным способом, с полученными в настоящих исследованиях для $E_\alpha = 25,5$ и 32,1 МэВ показало их совпадение в пределах экспериментальной погрешности.

С использованием экспериментальных результатов был рассчитан выход ^{82}Sr для мишени с природным криптоном и каскадной мишени,



Р и с. 2. Расчетный выход ^{82}Sr в каскадной мишени с изотопами криптона ^{80}Kr и ^{82}Kr (1) и в мишени из природного криптона (2)

состоящей из двух модулей: с ^{80}Kr и ^{82}Kr обогащением 99,9% и границей между модулями в геометрической точке на пути пробега α -частиц, соответствующей $E_\alpha = 50$ МэВ. Сравнение кривых 1, 2 на рис. 2 показывает, что использование высокообогащенных изотопов криптона и каскадная компоновка мишени позволяют увеличить выход ^{82}Sr примерно в 20 раз по сравнению с мишенью из природного криптона.

Выводы. На основании экспериментальных сечений реакций сделан вывод о том, что для максимального выхода ^{82}Sr в области $E_\alpha \leq 60$ МэВ в каскадной криптоновой мишени следует предусматривать лишь два модуля с высокообогащенными изотопами криптона: ^{80}Kr и ^{82}Kr , причем граница между ними должна находиться в геометрической точке на пути пробега α -частиц, соответствующей $E_\alpha \sim 50$ МэВ. Расчетный выход ^{82}Sr $3,4 \cdot 10^6$ Бк/(мкА·ч) в указанной каскадной криптоновой мишени при

начальной энергии 60 МэВ дает основание рассчитывать на коммерческую перспективу ее использования на ускорителях средней энергией.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-08-00449-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thomas K. Strontium-82 production at Los Alamos national laboratory. — Appl. Rad. Isotop., 1987, v. 38, № 3, p. 175—180.
2. Mausner L., Prach T., Srivastava S. Production of ^{82}Sr by proton irradiation of RbCl. — Ibid., p. 181—184.
3. Vereshchagin Yu.I., Zagryadskiy V.A., Prusakov V.N. Cyclotron ^{82}Sr production for medical applications. — Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res., 1993, v. A334, p. 246—248.
4. Жуйков Б.Л., Коханюк В.М., Глушенко В.Н. и др. Получение стронция-82 из мишени металлического рубидия на пучке протонов с энергией 100 МэВ. — Радиохимия, 1994, т. 36, с. 494—498.
5. Tarkanyi F., Qaim S., Stocklin G. Excitation functions of ^3He - and α -particle induced nuclear reactions on natural krypton: production of ^{82}Sr at a compact cyclotron. — Appl. Rad. Isotop., 1988, v. 39, № 2, p. 135—143.
6. Tarkanyi F., Qaim S., Stocklin G. Excitation functions of high-energy ^3He - and alpha-particle induced nuclear reactions on natural krypton with special reference to the production of ^{82}Sr . — Ibid., 1990, v. 41, № 1, p. 91—95.
7. Загрядский В.А., Латушкин С.Т., Новиков В.И. и др. Способ получения радиоизотопа стронций-82. Заявка о выдаче патента Российской Федерации на изобретение. Регистрационный № 2010144002 от 28.10.10.
8. Пучеров Н.Н., Романовский С.В., Чеснокова Т.Д. Таблицы массовой тормозной способности и пробегов заряженных частиц с энергией 1—100 МэВ. Киев: Наукова думка, 1976.
9. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. Справочник. М.: Атомиздат, 1977.

Поступила в Редакцию 1.11.10

УДК 620.9.91

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В БЛАНКЕТЕ РЕАКТОРА ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ФЛЮЕНСА НЕЙТРОНОВ

Медин С.А., Паришков А.Н., Лозицкий И.М. (ОИВТ РАН, г. Москва),
Орлов Ю.Н. (ИПМ РАН им. М.В. Келдыша, г. Москва)

Энерговыделение в камере реактора инерционного термоядерного синтеза в результате циклически повторяющихся микровзрывов мишени определяется высокоэнергетическими потоками заряженных частиц, нейтронов и излучения. Распределение энергии единичного мик-

ровзрыва между этими потоками зависит от конструкции мишени, в первую очередь, ее массы, которая, в свою очередь, определяется способом сжатия и поджига термоядерного топлива. Энергия, переносимая потоком нейтронов, обычно составляет 70—75% полной энергии