

P1-2010-102

СВИНЦОВО-ГРАФИТОВАЯ УСТАНОВКА «ГАММА-3»
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРАНСМУТАЦИИ
ДОЛГОЖИВУЩИХ РАДИОНУКЛИДОВ
НА ПУЧКАХ ЧАСТИЦ НУКЛОТРОНА **ЛФВЭ ОИЯИ**.
Ч. 1. КОНСТРУКЦИЯ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТОКА
НЕЙТРОНОВ В РАСЧЕТЕ НА ОДИН ДЕЙТРОН
С ЭНЕРГИЕЙ 2,33 ГэВ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

<p>Адам И. и др. Свинцово-графитовая установка «Гамма-3» для исследования трансмутации долгоживущих радионуклидов на пучках частиц нуклотрона ЛФВЭ ОИЯИ. Ч.1. Конструкция. Определение потока нейтронов в расчете на один дейтрон с энергией 2,33 ГэВ</p>	<p>P1-2010-102</p>
<p>Представлено описание установки «Гамма-3», предназначенной для исследования трансмутации долгоживущих радионуклидов. Установка представляет собой окруженную графитом свинцовую нейтронообразующую мишень $\varnothing 8 \times 60$ см, облучаемую пучком дейтронов с энергией 2,33 ГэВ. Размеры графитовой сборки $110 \times 110 \times 60$ см. В ее объеме выполнены каналы для размещения активационных детекторов и образцов трансмутируемых радионуклидов. Приведены экспериментальные результаты по определению потока нейтронов в расчете на один дейтрон ускорителя. Выполнены численные расчеты спектров и потоков нейтронов в каналах установки, и проведено сравнение с полученными экспериментальными данными.</p>	
<p>Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.</p>	
<p>Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2010</p>	

<p>Adam J. et al. Lead-Graphite Setup «Gamma-3» for the Study of Transmutation of Long-Lived Radionuclides at JINR LHEP Nuclotron Particle Beams. P.1. Design. Determination of the Neutron Flux per One 2.33 GeV Deuteron</p>	<p>P1-2010-102</p>
<p>Description of «Gamma-3» setup designed for the study of transmutation of long-lived radionuclides is presented. The setup is represented by a lead neutron-generating target with the dimensions $\varnothing 8 \times 60$ cm, surrounded with graphite and irradiated by 2.33 GeV deuteron beam. The dimensions of the graphite assembly are $110 \times 110 \times 60$ cm. Within the extent of the graphite assembly channels for the placement of activation detectors and radionuclide samples are made. Experimental results on the determination of the neutron flux per one accelerated deuteron are given. Numerical calculations of neutron spectra and fluxes in the channels of the setup are performed and a comparison with the obtained experimental data is carried out.</p>	
<p>The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energy Physics, JINR.</p>	
<p>Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2010</p>	

И. Адам, В. А. Бабкин, Н. М. Владимирова, В. М. Головатюк,
М. Г. Кадыков, И. И. Марьин, В. С. Пронских, А. А. Солнышкин,
В. И. Стегайлов, С. И. Тютюнников, В. М. Цупко-Ситников
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А. Р. Балабекян
Ереванский государственный университет, Ереван

И. В. Жук, С. В. Корнеев, А. С. Потапенко,
А. А. Сафронова, И. Г. Серафимович
*Объединенный институт энергетических и ядерных
исследований «Сосны», Минск*

А. М. Хильманович, Б. А. Марцынкевич, Т. Н. Корбут
Институт физики им. Б. И. Степанова, Минск

А. Войцеховский
Институт атомной энергии, Сверк, Польша

В. Вагнер, М. Майерле
Институт ядерной физики, Ржеж, Чехия

К. Катовски
Политехнический институт, Прага

С. Р. Хашеми-Нежад
Университет, Сидней

В. Вестмайер
Институт ядерной химии при Университете Филиппса, Марбург, Германия

М. Замани, М. Манолопоулоу, С. Стоулос, М. Фрагополоу
Университет им. Аристотеля, Тессалоники, Греция

Х. Кумаваг
Центр атомных исследований, Мумбай, Индия

В. Кумар
Университет Раджастана, Джайпур, Индия

ВВЕДЕНИЕ

Начиная с 90-х годов XX в. во всем мире активно проводятся исследования подкритических систем, управляемых ускорителями частиц высоких энергий (accelerator driven subcritical systems — ADS-технология), с целью их практического использования для получения ядерной энергии и трансмутации долгоживущих продуктов деления и младших актинидов. Это было вызвано в первую очередь техническим прогрессом ускорительной техники, в результате которого ранее выдвинутые идеи по применению высокопоточных (с плотностью потока нейтронов больше $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) нейтронных источников на основе процесса расщепления могут быть использованы для решения ряда прикладных задач, таких как трансмутация радиоактивных отходов, деструкция оружейного плутония, материаловедение, создание подкритических ядерно-энергетических установок с уран-ториевым циклом, получение редких радиоизотопов и др.

Исследования физических аспектов электроядерного способа получения энергии, начатые более 10 лет назад, ведутся в лабораториях многих научных центров мира (США, ФРГ, Франции, Швеции, Нидерландов, Швейцарии, Японии, РФ, РБ). В настоящее время осуществляются крупные национальные проекты по созданию демонстрационных прототипов промышленных ADS-систем в Японии (JPARC), США (RACE) и совместный европейский проект EUROTRANS. Предполагается, что такие установки будут работать под управлением ускорителей протонов с энергиями $\sim 1-2$ ГэВ.

Работы по изучению трансмутации долгоживущих отходов, в первую очередь ^{129}I и младших актинидов ^{237}Np , $^{238,239}\text{Pu}$, $^{241,243}\text{Am}$, в течение ряда последних лет проводились в основном в ОИЯИ (г. Дубна) в рамках проекта «Энергия плюс трансмутация» на подкритической U/Pb-установке на пучках синхрофазотрона/нуклотрона ЛФВЭ ОИЯИ.

Изучение эффективных способов трансмутации долгоживущих радионуклидов ядерной энергетики представляет важную проблему с точки зрения экологии и радиационной безопасности, а также развития современной ядер-

ной энергетики. Цель таких исследований состоит в получении информации об основных характеристиках процесса трансмутации и разработки пригодной для реализации в промышленных масштабах эффективной технологической схемы этого процесса [1, 2].

К настоящему времени уже создан ряд установок для исследования процессов трансмутации долгоживущих радионуклидов и изучены их характеристики. Основной особенностью таких установок является использование подкритической системы на основе урана или другого делящегося вещества, работающей под управлением внешнего источника частиц (ускорителя протонов, дейтронов, нейтронов, электронов). Примерами таких систем являются установка «Энергия плюс трансмутация» [3], установки с тепловым спектром нейтронов «Яліна» [4] и комбинированными (быстрым и тепловым) спектрами нейтронов «Яліна-Б» [5]. Готовится к введению в эксплуатацию система с использованием ускорителя электронов ХФТИ НАН Украины.

Как отмечено выше, в таких системах для увеличения плотности потока нейтронов используются делящиеся вещества. Использование делящихся материалов в будущих установках предполагает наряду с проведением трансмутации радионуклидов также получение энергии. Иначе говоря, исследователи стремятся создать так называемый замкнутый технологический цикл. Однако использование урана или других делящихся веществ ведет к образованию новых радионуклидов — осколков деления и трансураниевых нуклидов, образующихся в поле нейтронов установки. Использование для целей трансмутации одного нейтрона, образующегося при делении одного ядра урана, приводит к необходимости рассмотрения задачи о балансе числа трансмутировавших ядер и числа образовавшихся в результате деления ядра новых радиоактивных ядер.

В связи с вышесказанным имеются два пути решения рассматриваемой проблемы: использование вместо урана долгоживущих делящихся актинидов (Np, Pu, Am, Cm) [6], являющихся экологически опасными веществами; использование для целей трансмутации высокопоточных источников нейтронов, например, на основе ускорителя заряженных частиц совместно с нейтронопроизводящей мишенью (без использования делящихся веществ). Второму пути решения рассматриваемой проблемы и посвящена настоящая работа.

Наиболее эффективным способом трансмутации актинидов и радиоактивных осколков деления является использование медленных нейтронов (тепловых и резонансных энергий), для которых некоторые нуклиды имеют большие сечения реакций (n, γ) и (n, f) . Следует отметить, что для трансмутации некоторых актинидов, имеющих значительные пороги реакций на нейтронах, требуются быстрые нейтроны. Сечения таких ядерных реакций, как правило, значительно меньше сечений для названных выше реакций на медленных нейтронах.

Классическими замедлителями быстрых нейтронов являются вода и графит или их комбинация [7]. Преимущество воды по сравнению с графитом — малая длина замедления (~ 5 см), а недостаток — значительное сечение поглощения тепловых нейтронов водородом ($\sim 0,5$ б) и возможность образования газообразного водорода. Наоборот, у графита сечение поглощения тепловых нейтронов малое ($\sim 0,001$ б), но длина замедления большая (~ 50 см). Это означает, что размеры установки на основе графита для трансмутации нуклидов также должны быть значительными. Для достижения поставленных целей (трансмутации долгоживущих радионуклидов) требуются поля нейтронов, во-первых, различающиеся спектрами (тепловой и резонансной составляющими) и, во-вторых, имеющие малые градиенты. Последнее обстоятельство связано с необходимостью создания больших по объему полостей для размещения значительного количества вещества трансмутируемых нуклидов.

Отметим еще одну характеристику будущих установок для трансмутации радионуклидов. Выделяемая тепловая мощность таких установок будет весьма значительной, что приведет к высокой температуре рабочей среды. Для графита температура плавления составляет 3800°C , а температура возгорания в атмосфере воздуха 7500°C , что удовлетворяет требуемым техническим условиям будущих установок.

Таким образом, перечисленным физико-техническим требованиям в качестве материала установки графит вполне удовлетворяет. В связи с этим на основе графита была разработана и создана исследовательская установка для изучения трансмутации долгоживущих радионуклидов с использованием пучка ускоренных частиц. Научная программа исследований на установке «Гамма-3» в целом соответствует задачам, решаемым при реализации концепции ADS-технологии. Для этого должны быть

- выбраны энергия и ток пучка и вид тяжелых частиц (протон, дейтрон);
- выбран материал мишени и создана конструкция для получения первичных нейтронов;
- разработана схема съема тепла, образующегося в системе, в первую очередь с нейтронообразующей мишени;
- исследовано пространственно-энергетическое распределение нейтронов исследуемой системы и определен выход числа нейтронов на одну падающую частицу ускорителя;
- исследованы скорости образования радионуклидов в результате взаимодействия пучка частиц с мишенью;
- определены скорости трансмутации долгоживущих радионуклидов и скорости образования новых радионуклидов, т. е. исследована кинетика ядер.

Программа экспериментальных исследований, выполняемая на установке «Гамма-3», в значительной степени соответствует программе исследований на установке «Энергия плюс трансмутация», представленной в работах [1, 3]. В частности, должны быть решены следующие задачи:

- определение энерговыделения и энергозатрат на генерацию одного нейтрона;
- оптимизация параметров электроядерной установки;
- выработка практических рекомендаций по созданию прототипа трансмутационной установки;
- совершенствование кодов и программ компьютерного моделирования электроядерных процессов в широком диапазоне энергий частиц ускорителя вплоть до ~ 7 ГэВ.

В исследованиях на установке «Гамма-3» принимает участие широкая международная коллаборация, объединяющая научных работников из разных стран. В 2007 г. были проведены первые исследования характеристик установки «Гамма-3» при ее облучении дейтронами нуклотрона ЛФВЭ ОИЯИ с энергией 2,33 ГэВ и получены первые физические результаты. Эти результаты будут изложены в препринте, состоящем из двух частей.

В первой части приводится описание конструкции установки «Гамма-3» и экспериментальные результаты, касающиеся характеристик нейтронных полей: пространственного распределения плотностей потоков медленных нейтронов; количества нейтронов утечки, покидающих пределы установки (с целью оптимизации ее параметров — размеров мишени и замедлителя); полученного методом натриевого бака числа нейтронов, рождающихся в установке «Гамма-3», в расчете на один падающий на установку дейтрон с энергией 2,33 ГэВ, сравнение с результатами численных расчетов по методу Монте-Карло.

Во второй части препринта будут приведены экспериментальные результаты пространственного распределения спектров быстрых нейтронов; результаты измерения скоростей трансмутации радионуклида ^{129}I и младших актинидов ^{237}Np , $^{238,239}\text{Pu}$; результаты измерения спектральных индексов $\sigma_c^{-238\text{U}}/\sigma_f^{-238\text{U}}$, используемые при тестировании вычислительных программ; рассчитанные методом Монте-Карло спектры нейтронов в точках размещения образцов актинидов во всем диапазоне энергий. В ней также описана использовавшаяся методика по измерению нейтронных полей с помощью ионизационных камер и счетчиков ^3He , ^4He и др.

КОНСТРУКЦИЯ УСТАНОВКИ «ГАММА-3»

На рис. 1 приведена фотография установки «Гамма-3». Размеры установки составляют $1100 \times 1100 \times 600$ мм. Она собрана из графитовых блоков реакторной чистоты с размерами $250 \times 250 \times 600$ мм (№ 2, 3, 4, 6, 10, 15, 16, 20, 22, 23, 24) и блоков с размерами $200 \times 200 \times 600$ мм (№ 7, 8, 9, 12, 13, 14, 17, 18). Угловые блоки (№ 1, 5, 21, 25) имеют размеры $250 \times 100 \times 600$ мм. Для уплотнения графитовые блоки стянуты с помощью стальных стяжек и



Рис. 1. Установка «Гамма-3», расположенная в измерительном павильоне ЛФВЭ ОИЯИ

уголков (см. рис. 1). В центре установки вдоль оси пучка частиц OZ расположена свинцовая нейтронообразующая мишень диаметром 80 мм и длиной 600 мм, собранная из шести цилиндров длиной по 100 мм каждый. Пучок частиц (протонов или дейтронов) падает в центр свинцовой мишени (графитовый блок № 13). Диаметр пучка (на половине высоты распределения от максимального значения) составляет $\sim 3,5$ см. Регулировка установки по высоте осуществляется с помощью четырех ножек, которые могут ввинчиваться в стальное основание. Регулировка в боковом направлении относительно оси пучка частиц осуществляется перемещением установки по рельсам.

На рис. 2 приведен чертеж рабочей зоны установки «Гамма-3». В верхней части установки в графитовых блоках выполнены цилиндрические отверстия разного диаметра длиной 600 мм для размещения активационных детекторов и трансмутируемых веществ (блоки № 4, 9, 14) или электронных детекторов (блоки № 2, 7, 12). Эти отверстия закрываются графитовыми пробками соответствующего диаметра. Для извлечения из установки графитовых пробок в их торцах выполнены специальные отверстия для размещения захвата. В графитовых пробках (блоки № 4, 9, 14) выполнены специальные отверстия для размещения образцов трансмутируемых веществ и наборов активационных детекторов (рис. 3).

В графитовых блоках, находящихся в нижней части установки, выполнено восемь отверстий малого диаметра (блоки № 11, 13, 18, 19, 23). В эти каналы помещаются алюминиевые трубки с толщиной стенок 1,5 мм, в кото-

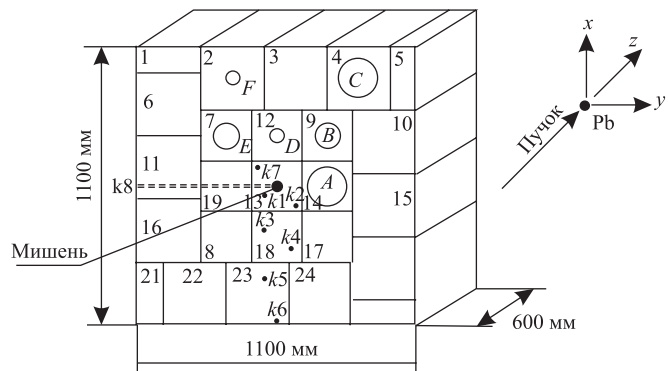


Рис. 2. Вид рабочей зоны установки «Гамма-3»



Рис. 3. Графитовая пробка с радиоактивными образцами ^{227}Np , ^{238}Pu и ^{239}Pu ; образец ^{129}I , расположенный левее, не виден

рых размещаются исследуемые вещества. Трубки заполняются графитовыми пробками длиной 25 мм. В графитовых пробках в специально выполненных цилиндрических отверстиях и между пробками могут размещаться активационные детекторы. В блоках № 11, 19 и 13 на середине длины установки ($z = 300$ мм), на высоте оси пучка от внешней поверхности до свинцовой мишени выполнено отверстие диаметром 10 мм для проведения измерений полей нейтронов в зависимости от радиуса методом трековых детекторов.

В табл. 1 приведены геометрические характеристики каналов. Номера каналов с большими диаметрами, закрывающихся графитовыми пробками, помечены буквой *A*, *B* и т.д. Номера нижних каналов помечены буквой *k*, например, *k4*.

Таблица 1. Геометрические характеристики каналов установки «Гамма-3»

Номер канала	Номер графитового блока	Расстояние между осью OZ и осью канала, мм	Диаметр канала, мм
<i>A</i>	14	200	155
<i>B</i>	9	283	100
<i>C</i>	4	535	155
<i>D</i>	12	200	55
<i>E</i>	7	283	100
<i>F</i>	2	460	55
<i>k1</i>	13	60	24
<i>k2</i>	13	110	24
<i>k3</i>	18	180	24
<i>k4</i>	18	250	24
<i>k5</i>	23	350	24
<i>k6</i>	23	535	24
<i>k7</i>	13	124	24
<i>k8</i>	11, 19, 13	(радиальный)	10

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА НЕЙТРОНОВ, РОЖДАЮЩИХСЯ В УСТАНОВКЕ «ГАММА-3», В РАСЧЕТЕ НА ОДИН ПАДАЮЩИЙ ДЕЙТРОН

Одной из основных характеристик для расчета скорости трансмутации радионуклидов является поток нейтронов, рождающихся в установке, состоящей из окруженной графитовым замедлителем нейтронообразующей мишени, в расчете на одну частицу ускорителя $A(n/d)$. Знание потока A позволяет определить требования к интенсивности пучка частиц $\Phi_d (d/c)$ для проведения трансмутации радионуклидов в заданное время.

Второй характеристикой установки является спектр нейтронов $\varphi(E)$ в зависимости от координат r и z , выражаемый в единицах $n/(см^2 \cdot эВ \cdot d)$. Знание спектра нейтронов при известном сечении i -й реакции $\sigma_i(E)$ позволяет рассчитать скорость реакций $I_i(1/d)$, в том числе и для трансмутируемых радионуклидов:

$$I_i = \int_{(E)} \varphi(E) \sigma_i(E) dE. \quad (1)$$

При взаимодействии дейтронов ускорителя со свинцовой мишенью, окруженной графитовым замедлителем, рождаются быстрые нейтроны. Далее нейтроны, попадая в графит, теряют энергию и замедляются. В результате замедления спектр становится достаточно широким и содержит нейтроны тепловых, надтепловых и быстрых энергий в интервале от $\sim 0,025$ эВ до ~ 80 МэВ.

Известно, что разные ядерные реакции протекают наиболее эффективно при энергиях нейтронов, соответствующих сечениям этих реакций. В связи с этим становится необходимым определить спектр нейтронов в полном диапазоне энергий для всех точек r и z установки, что позволяет найти оптимальные условия расположения трансмутируемых радионуклидов.

Рассмотрим метод определения первой характеристики установки — числа рождающихся в установке нейтронов в расчете на один падающий дейтрон. В проведенных исследованиях для этих целей был применен метод натриевого бака, описанный в работе [8].

Метод натриевого бака. Ранее авторами настоящей работы был развит метод натриевого бака [8] для определения потока нейтронов, рождающихся в свинцовой мишени, для случая, когда пучок протонов взаимодействовал с протяженной толстой свинцовой мишенью. В методе натриевого бака обычно облучается нейтронами 1–2 %-й раствор двууглекислой соды NaHCO_3 . Используется положение, согласно которому быстрые нейтроны, испущенные источником, в результате упругих столкновений с ядрами водорода термализуются, мигрируют и полностью захватываются ядрами химических элементов раствора, в основном водорода. В результате реакции радиационного захвата тепловых нейтронов с ядрами натрия образуются радионуклиды ^{24}Na , имеющие удобный для регистрации период полураспада $T_{1/2} = 14,96$ ч и значения энергии γ -квантов $E_\gamma = 1396$ и 2754 кэВ. При известном соотношении в растворе ядер водорода и натрия, а также известных ядерно-физических характеристиках входящих в раствор химических элементов можно определить среднюю скорость реакций и поток нейтронов. Для выполнения условия полного поглощения нейтронов бак должен иметь значительные размеры: 50–100 см по каждому из направлений.

В методе натриевого бака для определения потока нейтронов используется равенство числа испущенных источником в единицу времени нейтронов Φ числу поглощенных в единицу времени нейтронов ядрами химических элементов, входящих в раствор A_1 , и выходящих через поверхности A_2 :

$$\Phi = A, \quad (2)$$

где

$$A = A_1 + A_2. \quad (3)$$

Очевидно, что для выполнения условия полного поглощения нейтронов необходимо, чтобы размеры бака соответствовали длине поглощения нейтронов максимальной энергии в спектре во всех направлениях. Так как ось свинцовой цилиндрической мишени совпадает с осью пучка, то преимущественным направлением испускания первичных нейтронов является направление вперед по оси цилиндра. С учетом сказанного оптимальные размеры бака, наполненного водой, составляли $55 \times 55 \times 100$ см.

В рассматриваемом здесь случае в отличие от классического метода натриевого бака, содержащего водный раствор химического соединения, вещество установки является твердым (графит). Поэтому для измерения плотности потока медленных нейтронов используются золотые фольги, размещенные в объеме установки.

В настоящей работе в отличие от работы [8] размеры графитового замедлителя составляют $110 \times 110 \times 60$ см. Нейтроны, родившиеся в свинцовой мишени установки «Гамма-3», замедляются и поглощаются ядрами углерода и свинца. Вследствие конечных размеров графитового замедлителя часть нейтронов покидает установку через боковые, переднюю и заднюю грани. Для измерения плотности потока медленных нейтронов внутри системы вместо содержащего натрий химического соединения, растворенного в воде, в качестве активационных детекторов использовались золотые фольги. Для измерения плотности потока выходящих из установки через грани медленных нейтронов использовался активационный детектор на основе двуокиси сурьмы Sb_2O_3 .

Определение потока тепловых нейтронов и характеристик потока резонансных нейтронов для точек системы «Гамма-3» с координатами ($r = 11$, $z = 15$ см), ($r = 23$, $z = 15$ см) и ($r = 53,5$, $z = 15$ см). Поскольку спектр медленных нейтронов содержит тепловую и эпитепловую компоненты, взаимодействующие различным образом с веществом установки, был разработан и проведен методический эксперимент по определению их характеристик [9].

Общепринятым при определении характеристик потока медленных нейтронов является разделение скорости реакции радиационного захвата нейтронов с атомными ядрами I на тепловую I_{th} и эпитепловую I_{epi} составляющие

$$I = I_{th} + I_{epi} \quad (4)$$

с помощью кадмиевых контейнеров.

Известно [10, 11], что в эпитепловой области спектра распределение нейтронов по энергии хорошо описывается функцией $\varphi(E) = b/E^{1+\alpha}$. В зависимости от свойств среды, в которой распространяются нейтроны, параметр α может быть как положительным, так и отрицательным, но его значения, как правило, не превышают 0,2. Разработанные ранее методы определения параметра α являются громоздкими и трудны в использовании [12]. Нами предложен более простой способ определения данных параметров функции $\varphi(E)$ спектра нейтронов в резонансной области. Для расчета α и b помимо известного резонансного интеграла I_{res} вводится новый резонансный интеграл K_{res} . Подробное описание метода изложено в работе [9]. Данный метод был опробован при нахождении функции спектра резонансных нейтронов установки «Гамма-3».

Активационные детекторы выполнены из тонких золотых фольг диаметром 10 мм и толщиной $\sim 0,01$ г/см² и порошка $KMnO_4$ толщиной

$\sim 0,1 \text{ г/см}^2$. Для определения резонансной и тепловой составляющих активационных интегралов используются контейнеры из металлического кадмия (рис. 4). Толщина стенок кадмиевого контейнера равняется 0,5 мм.

На свинцовую мишень установки «Гамма-3» падал пучок дейтронов с энергией 2,33 ГэВ. Регистрировалась и использовалась при расчете скоростей реакций интенсивность пучка во времени.

Детекторы Au и Mn располагались в каналах на расстояниях $r = 11, 25$ и 53 см от оси пучка и $z = 15$ см от передней по отношению к пучку торцевой стенки установки (см. рис. 2 и 4). Измерение спектров γ -излучения активационных детекторов золота и марганца выполнялось на высокоэффективном полупроводниковом спектрометре с детектором из сверхчистого германия GC2018 фирмы CANBERRA.

Результаты измерения эпитепловой части скорости реакции для золота и марганца после учета поправок на самопоглощение медленных нейтронов в детекторах представлены в табл. 2 для различных расстояний от оси пучка. Там же приведены соответствующие значения параметров α , b и плотности потока тепловых нейтронов.

Относительная статистическая погрешность измерения значений эпитепловых составляющих скорости реакции (n, γ) на золоте и марганце δI_{epi}

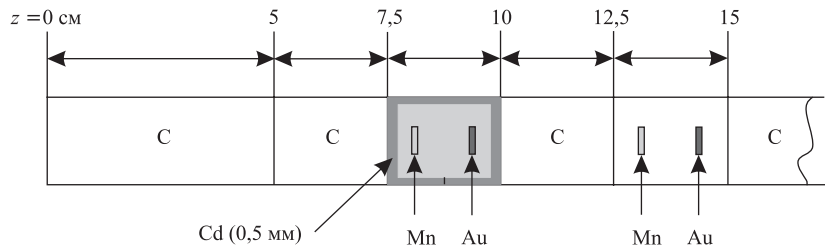


Рис. 4. Схема расположения активационных детекторов золота и марганца в (вне) кадмиевых контейнерах (C — графитовые вставки)

Таблица 2. Экспериментальные значения скоростей реакции для золота (1) и марганца (2) $I_{\text{epi}}^{1,2}$, параметров α , b и плотностей потока тепловых нейтронов F_{th} для разных расстояний от оси пучка r

r , см	$I_{\text{epi}}^1, \text{с}^{-1}$	$I_{\text{epi}}^2, \text{с}^{-1}$	α	$b, \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$F_{\text{th}}, \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
11	$5,20 \cdot 10^{-16}$	$5,40 \cdot 10^{-18}$	-0,16	$2,63 \cdot 10^5$	$4,23 \cdot 10^6$
25	$3,69 \cdot 10^{-16}$	$3,50 \cdot 10^{-18}$	-0,079	$2,10 \cdot 10^5$	$3,24 \cdot 10^6$
53	$2,36 \cdot 10^{-17}$	$1,99 \cdot 10^{-19}$	-0,036	$1,62 \cdot 10^4$	$2,58 \cdot 10^5$

составляет $\sim 1-2\%$. В этом случае рассчитанная относительная погрешность искомого параметра $\delta\alpha \sim 12-25\%$. Для указанных условий параметр b имеет меньшую относительную погрешность: $\delta b \sim 2,5-5\%$.

Анализ полученных результатов приводит к ожидаемым выводам. С увеличением расстояния от оси пучка OZ параметр b уменьшается (т.е. уменьшается резонансная часть потока нейтронов); параметр α приближается к нулю (спектр резонансных нейтронов от более жесткого приближается к распределению Ферми $1/E$).

Результаты эксперимента показывают, что при расчете скоростей реакций должны быть корректно учтены все поправки и прежде всего поправки на самопоглощение медленных нейтронов активационными детекторами. Следует также учитывать, что место расположения активационных детекторов в кадмиевых контейнерах и без них разное, что особенно существенно на малых по отношению к оси пучка расстояниях. Это требует использования процедуры интерполяции данных при расчете тепловой составляющей спектра медленных нейтронов. В целом относительные погрешности экспериментально найденных значений скоростей реакций должны быть меньше 2–5%.

Скорости реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ на медленных нейтронах внутри объема установки «Гамма-3». С целью определения числа нейтронов, рождающихся в установке «Гамма-3», в расчете на один падающий дейтрон ускорителя было измерено распределение скоростей реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ по координатам r и z внутри объема. На рис. 5 приведена схема расположения активационных детекторов.

В эксперименте использовались фольги золота толщиной 30 мкм. Для корректного учета поглощения медленных нейтронов вместе с используемой золотой фольгой одновременно облучались активационные детекторы золота из набора АКН толщиной 2 мкм. Измеренные значения скоростей реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ приведены в табл. 3.

На рис. 6 приведены результаты интерполяции скорости реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ для каналов № 1–6 в зависимости от координаты z .

Приведенные на рис. 6 скорости реакций для первого канала (квадратики) практически совпадают со скоростями реакций для второго канала (кружочки).

Описанная выше методика определения тепловой и резонансной составляющих позволяет по найденным скоростям реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ на детекторах из золотой фольги толщиной 30 мкм определить вклады компонент и использовать значения плотностей потоков при расчете скорости поглощения нейтронов графитом

Определение плотности потока медленных нейтронов, выходящих через грани установки «Гамма-3». Плотности потоков медленных нейтронов, выходящих через грани установки «Гамма-3», измерялись с использованием

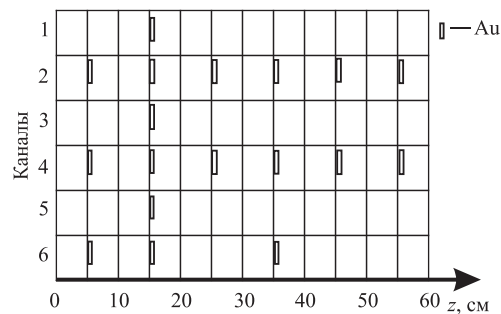


Рис. 5. Схема расположения активационных детекторов внутри установки «Гамма-3»

Таблица 3. Скорости реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$

№	r , см	z , см	I , с^{-1}	Отн. стат. погр. δI , %
1	11	5	$6,87 \cdot 10^{-16}$	1,5
2	11	15	$6,99 \cdot 10^{-16}$	1,4
3	11	25	$8,05 \cdot 10^{-16}$	1,5
4	11	35	$8,92 \cdot 10^{-16}$	1,4
5	11	45	$5,06 \cdot 10^{-16}$	1,5
6	11	55	$2,15 \cdot 10^{-16}$	1,6
7	6	15	$6,87 \cdot 10^{-16}$	1,5
8	18	15	$5,92 \cdot 10^{-16}$	1,4
9	25	15	$4,61 \cdot 10^{-16}$	1,5
10	35	15	$3,34 \cdot 10^{-16}$	2,8
11	53,5	15	$0,50 \cdot 10^{-16}$	1,6
12	25	5	$2,48 \cdot 10^{-16}$	1,6
13	53,5	5	$0,40 \cdot 10^{-16}$	1,7
14	25	25	$4,61 \cdot 10^{-16}$	1,5
15	25	35	$4,73 \cdot 10^{-16}$	1,5
16	25	35	$4,13 \cdot 10^{-16}$	1,5
17	25	35	$1,61 \cdot 10^{-16}$	1,6
18	53,5	35	$0,54 \cdot 10^{-16}$	1,6

реакции $^{123}\text{Sb}(n, \gamma)^{124}\text{Sb}$ ($T_{1/2} = 61$ сут, $E_{\gamma} = 1691$ кэВ). Схема расположения активационных детекторов двуокиси сурьмы Sb_2O_3 приведена на рис. 7.

Аналогично передней на задней грани расположены активационные детекторы на основе сурьмы, имеющие номера 1–21. Вследствие симметрии

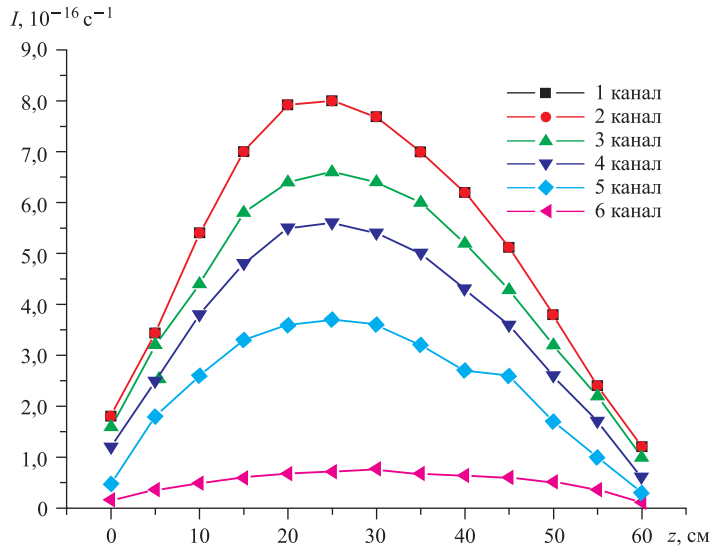


Рис. 6. Интерполированные скорости I реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ в зависимости от координаты z для каналов 1–6

установки, имеющей вид параллелепипеда с торцевой квадратной гранью, площадь, покрытая активационными детекторами на основе Sb, составляла 1/8 от полной площади.

Результаты измерения скоростей реакции $^{123}\text{Sb}(n, \gamma)^{124}\text{Sb}$ приведены в табл. 4.

Выше была кратко описана методика и найдено отношение тепловой и резонансной составляющих спектра медленных нейтронов. При определении скоростей реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ с помощью кадмиевых контейнеров и без них были найдены плотности тепловой и резонансной составляющих потока медленных нейтронов. Найденные значения F_{th} и F_{res} с учетом известных сечений реакции (n, γ) на тепловых σ_{th} и резонансных σ_{res} нейтронах позволили рассчитать скорости поглощения нейтронов ядрами углерода и ядрами свинца мишени. Для этого весь объем графита был разбит на шесть цилиндрических слоев по направлению r и каждый из них на шесть частей вдоль оси OZ — всего 36 подобъемов. В свою очередь свинцовая нейтронообразующая мишень была разбита на шесть слоев. Рассчитывалась суммарная скорость поглощения медленных нейтронов ядрами углерода и свинца:

$$A_1 = \sum_{i=1}^{36} (\sigma_{\text{th}}^{\text{C}} F_{\text{th}_i} + \sigma_{\text{res}}^{\text{C}} F_{\text{res}_i}) n_i \nu_i + \sum_{l=1}^6 (\sigma_{\text{th}_l}^{\text{Pb}} F_{\text{th}_l} + \sigma_{\text{res}_l}^{\text{Pb}}) n_l \nu_l. \quad (5)$$

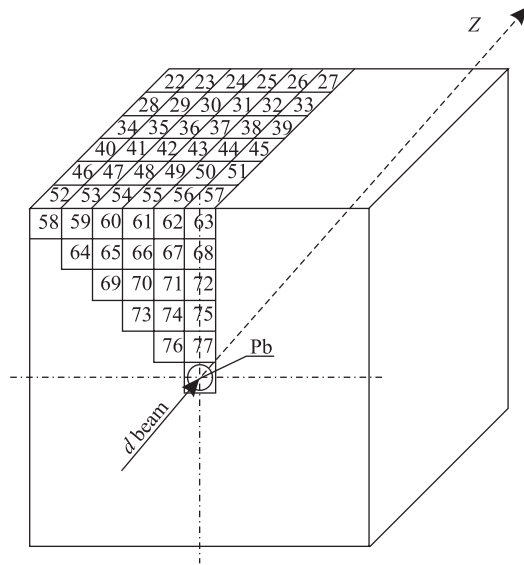


Рис. 7. Схема расположения активационных детекторов Sb_2O_3 на верхней и передней гранях

В этой формуле n_i и n_l — число ядер углерода (графит) и свинца в 1 см^3 соответственно; ν_i и ν_l — подобъемы системы.

Аналогично в случае использования находящихся на поверхностях установки «Гамма-3» активационных детекторов сурьмы рассчитывались потоки тепловых и резонансных нейтронов, выходящих через поверхности S_k :

$$A_2 = 8 \sum_{k=1}^{78} F_{\text{th}_k} S_k. \quad (6)$$

В этой формуле $S_k = 100 \text{ см}^2$; коэффициент 8, стоящий перед знаком суммы, обусловлен симметрией установки «Гамма-3».

В результате выполненных расчетов получены следующие значения: поток медленных нейтронов, покидающих боковые грани, $A^{\text{бок}} = 3,41 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$; поток медленных нейтронов, покидающих переднюю грань, $A^{\text{передн}} = 1,75 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$; поток медленных нейтронов, покидающих заднюю грань, $A^{\text{задн}} = 1,67 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. В целом поток нейтронов, выходящих через поверхности установки, $A_2 = 6,83 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$.

Скорость поглощения медленных нейтронов ядрами углерода составляет $A = 1,59 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ и свинца $A^{\text{Pb}} = 2,46 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. В целом поток медленных

Таблица 4. Определенные экспериментально скорости реакции $^{123}\text{Sb}(n, \gamma)^{124}\text{Sb}$

№	$I \cdot 10^{24},$ с^{-1}	$\Delta I \cdot 10^{24},$ с^{-1}	№	$I \cdot 10^{24},$ с^{-1}	$\Delta I \cdot 10^{24},$ с^{-1}	№	$I \cdot 10^{24},$ с^{-1}	$\Delta I \cdot 10^{24},$ с^{-1}
1	$1,8 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^4$	27	$5,9 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^4$	53	$2,4 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^4$
2	$2,4 \cdot 10^5$	$4,0 \cdot 10^4$	28	$1,8 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^3$	54	$3,7 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^4$
3	$4,0 \cdot 10^5$	$6,0 \cdot 10^4$	29	$3,0 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^4$	55	$4,7 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^4$
4	$8,7 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^4$	30	$5,5 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^4$	56	$5,5 + 10^5$	$2,0 \cdot 10^4$
5	$6,0 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^4$	31	$8,3 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^4$	57	$8,7 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^4$
6	$6,0 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^4$	32	$9,4 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^4$	58	$2,2 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^4$
7	$4,8 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^4$	33	$1,2 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^4$	59	$3,7 \cdot 10^5$	$6,4 \cdot 10^3$
8	$8,7 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^4$	34	$2,3 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^3$	60	$6,6 \cdot 10^5$	$9,0 \cdot 10^3$
9	$1,2 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^4$	35	$4,7 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^4$	61	$6,7 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^4$
10	$1,2 \cdot 10^6$	$2,0 + 4$	36	$8,0 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^4$	62	$7,0 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^4$
11	$1,3 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^4$	37	$1,2 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^4$	63	$7,1 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^4$
12	$1,6 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^4$	38	$1,4 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^4$	64	$7,0 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^4$
13	$2,4 \cdot 10^6$	$7,0 \cdot 10^4$	39	$1,1 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^4$	65	$1,2 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^4$
14	$2,2 \cdot 10^6$	$6,0 \cdot 10^4$	40	$2,5 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^3$	66	$1,7 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^4$
15	$2,5 \cdot 10^6$	$8,0 \cdot 10^4$	41	$5,9 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^4$	67	$1,8 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^4$
16	$4,6 \cdot 10^6$	$8,0 \cdot 10^4$	42	$8,3 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^4$	68	$1,8 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^4$
17	$3,5 \cdot 10^6$	$8,0 \cdot 10^4$	43	$1,1 \cdot 10^6$	$8,0 \cdot 10^4$	69	$1,8 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^4$
18	$3,4 \cdot 10^6$	$8,0 \cdot 10^4$	44	$1,4 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^4$	70	$3,7 \cdot 10^6$	$6,4 \cdot 10^4$
19	$4,0 \cdot 10^6$	$8,0 \cdot 10^4$	45	$1,5 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^4$	71	$3,6 \cdot 10^6$	$6,3 \cdot 10^4$
20	$4,0 \cdot 10^6$	$8,0 \cdot 10^4$	46	$2,0 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^3$	72	$3,5 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^4$
21	$4,0 \cdot 10^6$	$8,0 \cdot 10^4$	47	$4,7 \cdot 10^5$	$1,6 \cdot 10^4$	73	$5,6 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^4$
22	$1,2 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^4$	48	$6,7 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^4$	74	$5,0 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^4$
23	$2,1 \cdot 10^5$	$4,0 \cdot 10^3$	49	$9,0 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^4$	75	$1,1 \cdot 10^7$	$8,0 \cdot 10^5$
24	$3,7 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^4$	50	$1,1 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^4$	76	$7,0 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^4$
25	$3,9 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^3$	51	$1,2 \cdot 10^6$	$3,0 \cdot 10^4$	77	$4,7 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^4$
26	$4,7 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^4$	52	$1,2 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^3$	78	$6,9 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^4$

нейтронов, поглощаемых углеродом и свинцом, $A_1 = 4,05 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$. Суммарная скорость поглощения и выхода нейтронов $A = 7,24 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, оцененное значение относительной погрешности A составляет $\delta \approx 0,12$.

Отметим, что к найденному значению следует добавить значение потока быстрых нейтронов, покидающих прежде всего переднюю грань установки и поглощенных свинцовой мишенью.

МОНИТОРИРОВАНИЕ ПОТОКА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ ПУЧКА ДЕЙТРОНОВ

Мишень облучалась пучком дейтронов с энергией 2,33 ГэВ в течение 25 ч и 17 мин. Интеграл дейтронов определялся с помощью алюминиевой фольги. Для контроля использовалась ядерная реакция $^{27}\text{Al}(d, 3p2n)^{24}\text{Na}$, сечение которой для дейтронов с энергией 2,33 ГэВ составляет $15,4 \pm 1,1$ мб. Диаметр фольги монитора пучка составляет 20 см. Толщина алюминиевой фольги — $6,70$ мг/см², что соответствует $1,50 \cdot 10^{20}$ атомам на 1 см².

Расстояние от торца мишени до выходного окна ускорителя составляет 696 см. Алюминиевый монитор был установлен на расстоянии 310 см перед мишенью. Точное положение установки относительно пучка проверено перед основным экспериментом при помощи поляроидных пленок.

Для контроля интенсивности и формы пучка также использовался профилометр, который был установлен перед мишенью установки.

Средняя интенсивность пучка менялась незначительно во время эксперимента и составляла примерно $8 \cdot 10^9$ в импульсе. Несколько запланированных прерываний пучка были выполнены для замены трековых детекторов и для замены нейтронных детекторов ^3He и ^4He , установленных на верхней поверхности графитового замедлителя. График зависимости интенсивности пучка от времени показан на рис. 8.

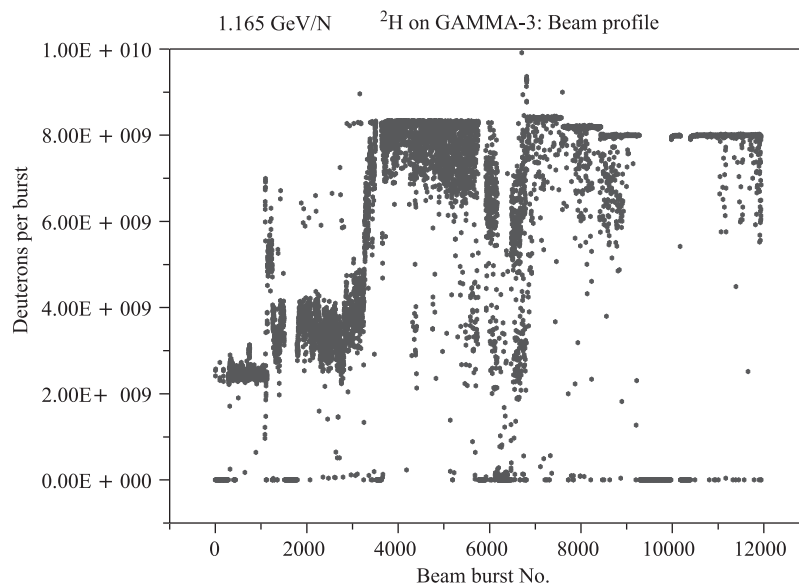


Рис. 8. График работы ускорителя дейтронов во время сеанса облучения

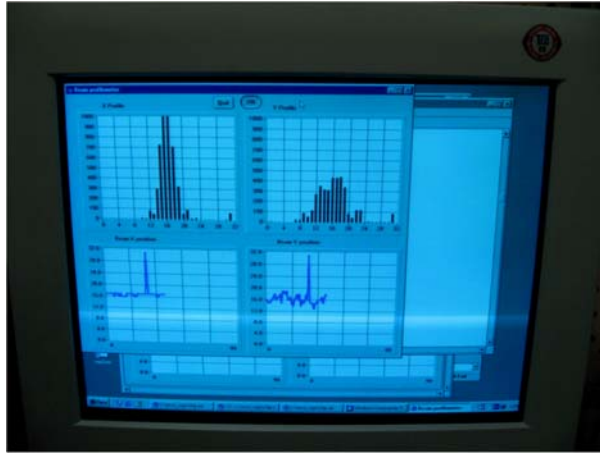


Рис. 9. Профиль пучка (данные монитора)

Определение параметров падающего на мишень пучка дейтронов производилось двумя независимыми методами: 1) по данным электронного монитора (профилметра, установленного непосредственно перед свинцовой мишенью) в режиме on-line в течение всего сеанса; 2) с использованием трековых детекторов с радиаторами (источниками делений) из естественного свинца. Данные монитора приведены на рис. 9.

Сенсоры ^{nat}Pb размещались на торце установки перед свинцовой мишенью. Измерительные точки располагались в двух направлениях (20 точек на каждом) под углами $0-180^\circ$ (горизонтально) и $90-270^\circ$ (вертикально) на расстояниях 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8,5 см.

Плотность треков осколков деления свинца, характеризующая пространственное распределение дейтронного пучка, хорошо аппроксимируется трехмерным распределением Гаусса (рис. 10).

Исходя из этого были получены следующие данные о пространственном расположении протонного пучка (табл. 5). Ширина пика на полувысоте ($S_{1/2}$) для гауссова распределения выражается через параметр σ как $S_{1/2} = 2 \cdot \sigma \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}$. Необходимо отметить, что предположение о гауссовой форме распределения справедливо только около центральной части пучка, реальное же распределение плотности потока имеет «хвосты».

По результатам мониторинга, полученным двумя независимыми методами, можно утверждать, что пучок был направлен в центр мишени и имел форму эллипса. Общее количество попавших на свинцовую мишень дейтронов составило $(1,85 \pm 0,15) \cdot 10^{13}$ частиц. Существенный вклад в погрешность

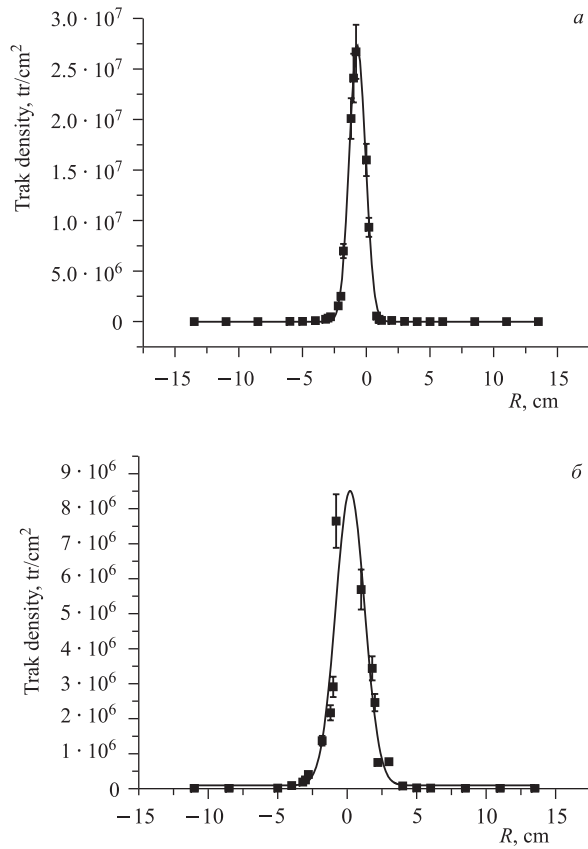


Рис. 10. Распределения плотности треков деления естественного свинца: а) азимут $0-180^\circ$ (горизонтальная ось X), б) азимут $90-270^\circ$ (вертикальная ось Y)

Таблица 5. Параметры дейтронного пучка

Энергия дейтронов, ГэВ	FWHM 3-D гауссова распределения, см		Координаты центра, см		Полный интеграл пучка (по Al-фольге)	Часть пучка, попавшая в мишень, %
	X -ось	Y -ось	X_c	Y_c		
2,33	1,5 $\pm 0,1$	2,4 $\pm 0,1$	0,7 $\pm 0,1$	0,2 $\pm 0,1$	$1,85 \cdot 10^{13}$ (0,15)	99,8*

* В предположении, что распределение плотности потока в дейтронном пучке имеет 3-D гауссово распределение.

определения количества упавших на мишень дейтронов составляет погрешность сечения реакции $^{27}\text{Al}(d, 3p2n)^{24}\text{Na}$, которое для дейтронов с энергией 2,33 ГэВ составляет $15,4 \pm 1,1$ мб.

В работе было получено, что поток падающих на нейтронообразующую мишень установки дейтронов с энергией 2,33 МэВ составляет $\Phi = 2,04 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ с относительной погрешностью $\delta\Phi \approx 0,10$. Разделив найденный поток медленных нейтронов на поток падающих дейтронов, получим $k = A/\Phi = 7,24 \cdot 10^9 : 2,04 \cdot 10^8 = 35,5$ нейтронов на дейтрон. Относительная погрешность найденного значения k составляет $\delta k \approx 0,16$.

РАСЧЕТ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО СПЕКТРОВ И ПОТОКОВ НЕЙТРОНОВ В КАНАЛАХ УСТАНОВКИ «ГАММА-3» И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ

Спектры и потоки вторичных нейтронов в позициях размещения радиоактивных образцов моделировались при помощи программ FLUKA [13, 14] и частично MCNPX [15]. При расчетах по программе FLUKA на этапе моделирования дейтрон-ядерных взаимодействий использовалась модифицированная модель квантово-молекулярной динамики RQMD-2,4 [16]. Поток нейтронов в энергетическом диапазоне от 10^{-14} до 0,02 ГэВ транспортировался с использованием приближения 260 энергетических групп.

На рис. 11 приведены нейтронные спектры в позициях размещения трансмутационных образцов ^{129}I в больших крайних левых отверстиях цилиндров № 4 (А, ближайший к мишени), 9 (В) и 14 (С, дальний от мишени). Оче-

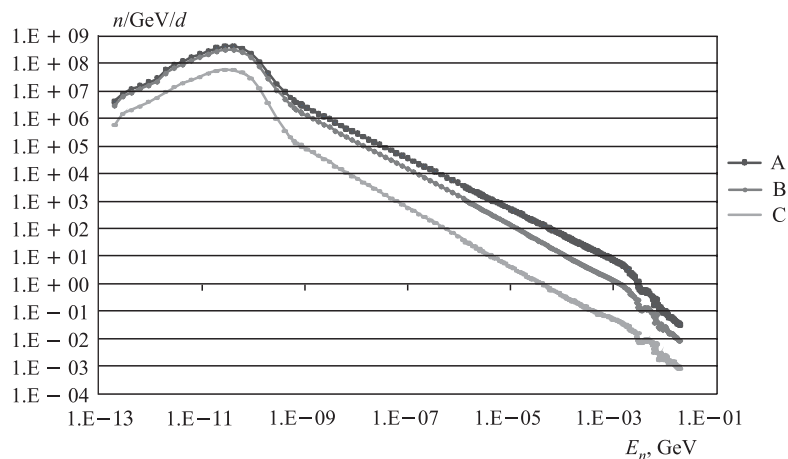


Рис. 11. Нейтронные спектры установки «Гамма-3» в позициях размещения образцов ^{129}I в цилиндрах А (№ 4), В (№ 9) и С (№ 14)

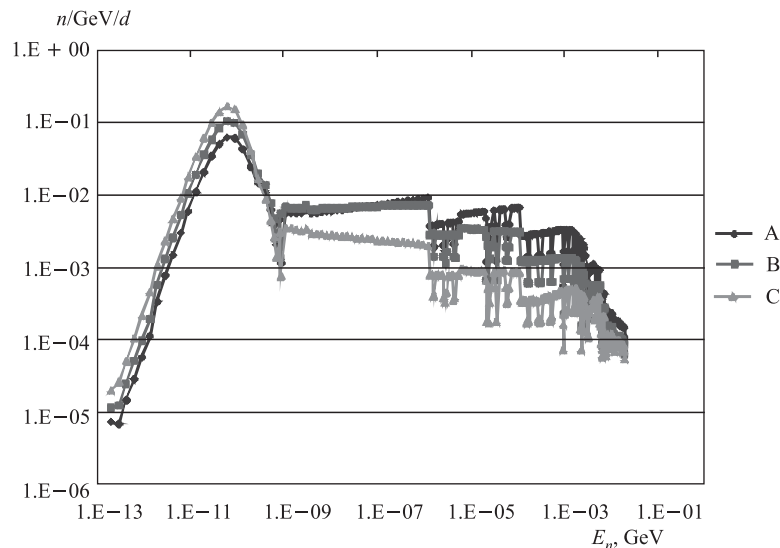


Рис. 12. Нейтронные спектры установки «Гамма-3» в позициях размещения образцов ^{129}I в цилиндрах А (№ 4), В (№ 9) и С (№ 14), интегральные по энергии

видно, что поток нейтронов во всем энергетическом диапазоне наибольший в цилиндре А, имеет промежуточное значение в цилиндре В и минимальный в цилиндре С, поскольку с увеличением расстояния от мишени до каждого следующего цилиндра заметно уменьшается телесный угол, перекрываемый образцом, находящимся в данном цилиндре, что приводит, соответственно, к уменьшению нейтронного потока.

Аналогичная тенденция прослеживается на приведенных на рис. 12 спектрах, проинтегрированных по ширине энергетических бинов. Помимо различия в потоках нейтронов неодинаковую эффективность трансмутации нейтронов в цилиндрах можно объяснить различным вкладом нейтронов разных энергий в суммарный поток.

Для оценки роли различных частей нейтронного спектра на рис. 13 приведены спектры, нормированные на интегральное число нейтронов в них, что дает возможность при их сравнении пренебречь различием в потоках. Из данного рисунка видно, что в тепловом пике в энергетическом диапазоне от 10^{-5} до приблизительно 0,3 эВ число нейтронов максимально для цилиндра С и минимально для А. В цилиндре В наибольший вклад дают нейтроны с энергиями от 0,3 эВ до приблизительно 30 эВ, затем в цилиндре А и наименьший — в С. Наибольший поток нейтронов в диапазоне энергий от 30 эВ до верхней границы энергетического диапазона в цилиндре А, наименьший — в цилиндре С.

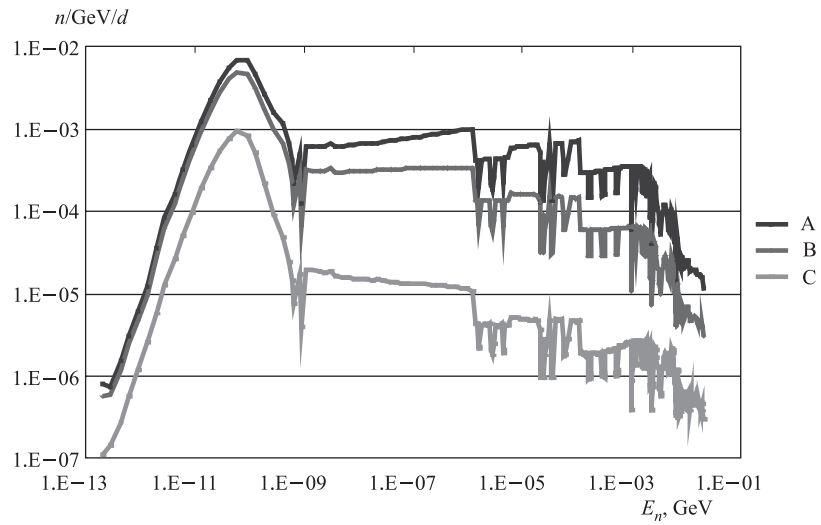


Рис. 13. Нейтронные спектры установки «Гамма-3» в позициях размещения образцов иода-129 в цилиндрах А (№ 4), В (№ 9) и С (№ 14), нормированные на число нейтронов в спектрах

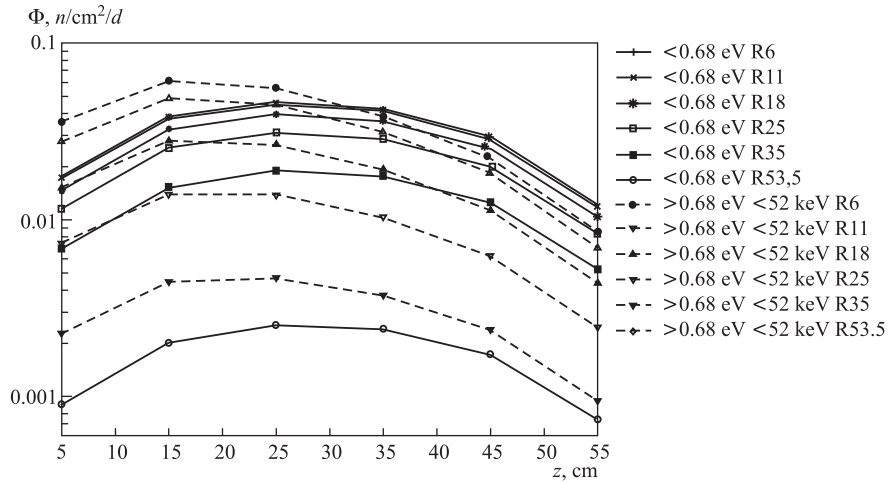


Рис. 14. Расчетные потоки нейтронов с энергиями $E_n < 0,68$ и $0,68\text{ эВ} < E_n < 52\text{ кэВ}$ в каналах установки «Гамма-3» при $z = 15$ и $R = 6-53,5$ см

Такой результат является указанием на то, что для трансмутации с использованием реакций радиационного захвата нейтронов, имеющих максимальные сечения при тепловых энергиях нейтронов, наибольшие скорости следует ожидать в цилиндре С, тогда как трансмутация посредством (n, xn) -реакций, сечение которых имеет максимум в области МэВ, будет наиболее эффективна в цилиндре А (при условии одинаковых потоков).

На рис. 14 приведены рассчитанные потоки нейтронов в тепловой и эпитепловой областях в каналах установки «Гамма-3» на разных расстояниях от оси мишени и при различных расстояниях z от передней грани установки. Расчет показывает, что максимальный поток тепловых нейтронов приходится на расстояние 25 см от передней грани, а для эпитепловых нейтронов это расстояние составляет 15 см.

Расчет по программе FLUKA показал, что полное число нейтронов, образующихся в мишени установки, составляет 55 нейтронов на дейтрон, тогда как число нейтронов, достигающих поверхности установки, составляет 44,2 нейтрона на дейтрон. Экспериментально определенное значение меньше расчетного на $\approx 20\%$, что находится в удовлетворительном согласии с расчетом, если принимать во внимание возможные систематические ошибки измерения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате выполненных работ получены следующие основные результаты.

1. Предложен более простой способ определения параметров функции $\varphi(E) = b/E^{1+\alpha}$ распределения нейтронов по энергии в эпитепловой области спектра. По экспериментальным данным о скоростях реакций $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ и $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$ рассчитаны значения параметров b и α для точек системы «Гамма-3» с координатами $(r = 11, z = 15 \text{ см})$, $(r = 23, z = 15 \text{ см})$ и $(r = 53,5, z = 15 \text{ см})$, которые использованы в дальнейших расчетах.
2. С целью определения методом натриевого бака числа нейтронов, рождающихся в установке «Гамма-3», в расчете на один налетающий дейтрон ускорителя измерено распределение скоростей реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ по координатам r и z внутри объема. Определены плотности потока медленных нейтронов, выходящих через боковые и торцевые грани установки «Гамма-3», которые измерялись с использованием реакции $^{123}\text{Sb}(n, \gamma)^{124}\text{Sb}$.
3. Измерены профиль пучка и средний поток падающих на установку «Гамма-3» дейтронов.

4. Найдено число рождающихся в установке «Гамма-3» медленных нейтронов в расчете на один дейтрон ускорителя.
5. Выполнены расчеты числа нейтронов на один падающий на установку дейтрон ускорителя. Проведено сравнение числа медленных нейтронов с экспериментальными результатами, показавшее удовлетворительное согласие.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Krivopustov M. I. et al.* About the first experiment on investigation of ^{120}I , ^{237}Np , ^{238}Pu and ^{239}Pu transmutation at the Nuclotron 2.52 GeV deuteron beam in neutron field generated in U/Pb-assembly «Energy plus transmutation». JINR Preprint E1-2007-7. Dubna, 2007.
2. *Chigrinov S. E. et al.* Peculiarities of neutron fields in the systems «neutron producing target-moderator» irradiated by high energy particles // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Nuclear Physical Investigations. 2005. V. 45, No 6. P. 101–105.
3. *Krivopustov M. I. et al.* First experiments with a large uranium blanket within the installation «Energy plus transmutation» exposed to 1.5 GeV protons // Kerntechnik. 2003. V. 68, No. 1, 2. P. 48–55.
4. *Kiyavitskaya H. I. et al.* Transmutation of fission products and minor actinides in a subcritical assembly driven by a neutron generator // Nuclear Science and Safety in Europe. 2006. P. 265–274.
5. *Чигринов С. Е. и др.* Бустерная подкритическая сборка, управляемая генератором нейтронов. Препринт ОИЭЯИ-14. Минск, 2004. 31 с.
6. *Kiyavitskaya H. I. et al.* The Transmutation of Minor Actinides in a System «Proton Accelerator-Lead Neutron-Producing Target-Graphite Neutron Moderator» // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. 2006. V. 9, No. 1. P. 87–91.
7. *Гутько В. И., Хильманович А. М.* Использование предварительного замедлителя для создания поля тепловых нейтронов с большой плотностью потока // Весті АН Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 1994. № 1. С. 83–86.
8. *Марцынкевич Б. А. и др.* Метод натриевого бака для измерения потока нейтронов, испускаемых в результате взаимодействия протонов с протяженной свинцовой мишенью // ПТЭ. 2004. № 4. С. 14–19.
9. *Корбут Т. Н. и др.* Использование новых резонансных интегралов при определении характеристик спектрального распределения нейтронов // ПТЭ. 2009. № 3. С. 26–29.

10. *Бекуриц К., Виртуц К.* Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968. С. 206–210.
11. *Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С., Тихонов Е. Г.* Активационные методы спектрометрии нейтронов. М.: Атомиздат, 1976. С. 232.
12. *Пушкин С. Г., Михайлов В. А.* Компараторный нейтронно-активационный анализ. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1989. 125 с.
13. *Fassò A. et al.* FLUKA: a Multi-Particle Transport Code. CERN-2005-10, INFN/TC_05/11, SLAC-R-773.
14. *Battistoni G. et al.* The FLUKA code: Description and benchmarking // Proc. of the Hadronic Shower Simulation Workshop 2006, Fermilab 6–8 September 2006 / Eds.: M. Albrow, R. Raja; AIP Conf. Proc. 2007. V. 896. P. 31–49.
15. *Hendriks L. W. et al.* MCNPX Version 2.5e. Report No. LA-UR-04-0569. USA: Los Alamos National Laboratory, 2004.
16. *Sorge H., Stoecker H., Greiner W.* Relativistic quantum molecular dynamics approach to nuclear collisions at ultrarelativistic energies // Nucl. Phys. A. 1989. V. 498. P. 567c–576.

Получено 25 августа 2010 г.

Редактор *Е. В. Сабаева*

Подписано в печать 13.10.2010.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,75. Уч.-изд. л. 2,07. Тираж 410 экз. Заказ № 57115.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/