

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПРОБОЙНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРОННОГО ПОЛЯ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА УСТАНОВКЕ «КВИНТА»

А. А. Балдин^{1, 2, *}, *А. И. Берлев*^{1, 3}, *И. А. Крячко*¹,
*Е. А. Левтерова*¹, *М. М. Параипан*^{1, 4}, *А. М. Прокошин*⁵,
*А. Н. Смирнов*⁵, *А. А. Солнышкин*¹, *Тоан Нгок Чан*^{1, 6},
*С. И. Тютюнников*¹

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Институт перспективных исследований «Омега», Дубна, Россия

³ Институт ядерных исследований РАН, Троицк, Россия

⁴ Институт космических исследований, Магуреле, Илфов, Румыния

⁵ Радиевый институт им. В. Г. Хлопина, Санкт-Петербург, Россия

⁶ Институт физики Вьетнамской академии наук и технологий, Ханой

В 2011–2012 гг. в экспериментах по облучению сборки-мишени установки «Квинта», содержащей 500 кг металлического природного урана, пучком дейтронов показано, что средняя энергия образующихся нейтронов увеличивается с ростом энергии падающих дейтронов. Для изучения количественных характеристик этого эффекта использовались тонкопленочные пробойные детекторы (TFBC). Представлены результаты измерения скоростей деления в ^{nat}U и ²⁰⁹Bi мишенях детекторов TFBC, расположенных на разных расстояниях вдоль оси пучка дейтронов, экспериментальные значения отношения скоростей для ^{nat}U/²⁰⁹Bi и интегральных потоков нейтронов при значениях энергии выше 1 и 20 МэВ. Проведено сравнение экспериментальных и расчетных результатов по скоростям реакции деления.

In 2011–2012, experiments on the irradiation of the target assembly of “Quinta” setup containing 500 kg of metallic natural uranium with a deuteron beam showed that the average energy of the resulting neutrons increases with the energy of the incident deuterons. Thin-film breakdown counters (TFBC) were used to study the quantitative characteristics of this effect. The results of fission rates measurement in ^{nat}U and ²⁰⁹Bi targets of the TFBC detectors located at different distances along the deuteron beam axis, experimental

*E-mail: baldin@jinr.ru

values of the $^{nat}\text{U}/^{209}\text{Bi}$ rates ratio and neutron integral fluxes at the energies above 1 and 20 MeV are presented. A comparison of the experimental and calculated results on the fragment fission rates is presented.

PACS: 25.85.-w; 25.85.Ec; 25.85.Ge

ВВЕДЕНИЕ

Электроядерные системы считаются перспективным методом решения проблемы эффективной переработки ядерных отходов и производства энергии. Подтверждением этого является начатая практическая реализация масштабного европейского проекта MYRRHA, а также открытие соответствующих программ в США, Китае, Индии, Японии и Южной Корее. Электроядерная система, по сути, является подкритическим быстрым реактором с внешним источником нейтронов. Обычно в моделировании и экспериментах внешний источник нейтронов представляет собой свинцовую или свинцово-висмутовую мишень, помещенную в центр подкритического ядра, поражаемого пучком протонов, ускоренных до энергии ~ 1 ГэВ. В этом случае энергия образующегося нейтрона формируется в основном энергетическом спектре нейтронов деления.

Новая схема электроядерного способа получения энергии и сжигания радиоактивных отходов, предложенная АО «Атомэнергомаш», основана на идее использования чрезвычайно жестких нейтронов, образованных пучками релятивистских частиц с энергиями до 10 ГэВ в глубокоподкритическом квази-бесконечном ядре из природного (или обедненного) урана или тория.

Проект «Энергия и трансмутация» был запущен в ОИЯИ в 2010 г. Одной из основных задач данного проекта было тестирование разработанных диагностических и измерительных систем для получения количественной информации о ядерных процессах, происходящих в расширенной урановой мишени под действием пучков релятивистских частиц, с целью подготовки к полномасштабному эксперименту на большой урановой мишени «Буран». В экспериментах 2011–2012 гг. на сборке-мишени «Квинта» было показано, что средняя энергия нейтронов увеличивается с ростом энергии падающих дейтронов. Чтобы проверить этот эффект, было решено измерить соотношение чисел делений, вызванных нейтронами в тонких тестовых ^{nat}U и ^{209}Bi мишенях при энергии бомбардировки дейтронов от 1 до 8 ГэВ. Из-за существенной разницы в энергетических зависимостях сечений деления урана и висмута нейтронами отношение интегрального числа делений в уране к интегральному числу делений в висмуте зависит от энергетического спектра нейтронов, вызывающих деление. Увеличение средней энергии нейтронов («ужесточение» спектра выше примерно 15 МэВ) приводит к уменьшению отношения чисел делений $^{nat}\text{U}/^{209}\text{Bi}$.

В связи с жесткими фоновыми условиями при бомбардировке массивной мишени дейтронами высокой энергии в экспериментах использовались тонкопленочные пробойные детекторы (TFBC) для обнаружения осколков деления на интенсивном фоне каскадных частиц и тормозного излучения [1]. Этот метод был успешно использован в экспериментах по измерению сечений деления тяжелых ядер нейтронами и протонами в промежуточном диапазоне энергии (выше 20 МэВ) [2], а также для диагностики нейтронных полей высокой энергии на некоторых нейтронных фабриках [3, 4].

1. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Сборка-мишень установки «Квинта» состоит из пяти правильных шестигранных секций, заполненных цилиндрическими стержнями из природного металлического урана (рис. 1 и 2). Общая масса урана составляет 512 кг.

Ускоренный пучок дейтронов проходит через входное окно первой секции мишени и попадает на стенку второй секции, генерирует в ней нейтроны и другие частицы, которые, в свою очередь, являются источником ядерных реакций с образованием вторичного излучения. Для исследования зависимости энергетических спектров нейтронов от энергии падающего пучка дейтронов в полостях между урановыми цилиндрическими блоками «Квинта» были установлены восемь прямоугольных детекторов TFBC с чувствительной поверхностью размером 5×10 мм (рис. 3). Все TFBC были откалибро-

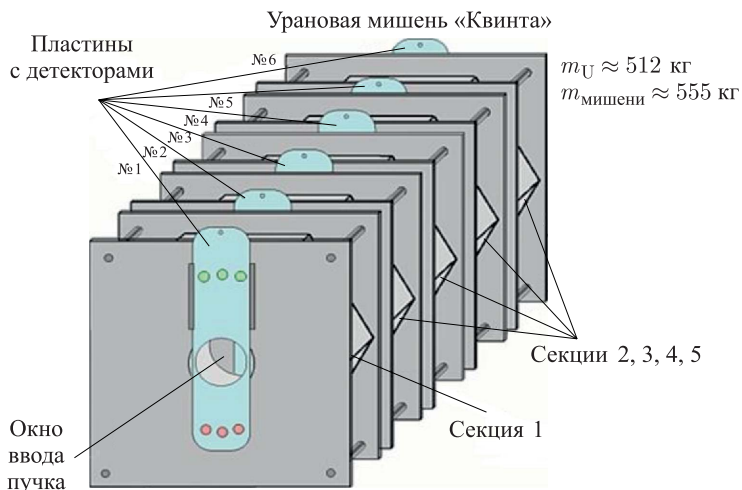


Рис. 1. Шестигранные секции «Квинты» в сборке

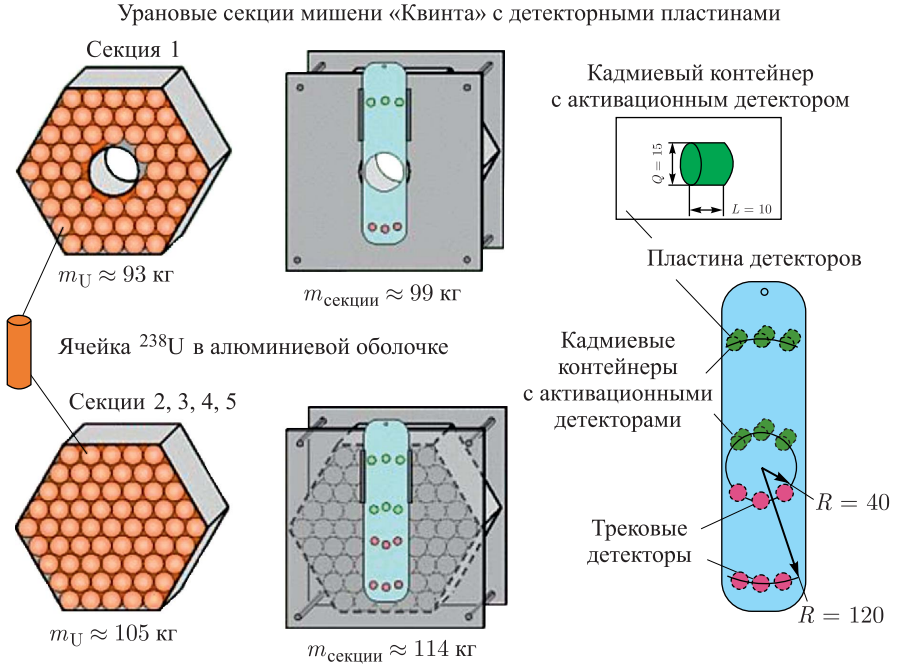


Рис. 2. Секции, заполненные цилиндрическими стержнями, и пластина детекторов

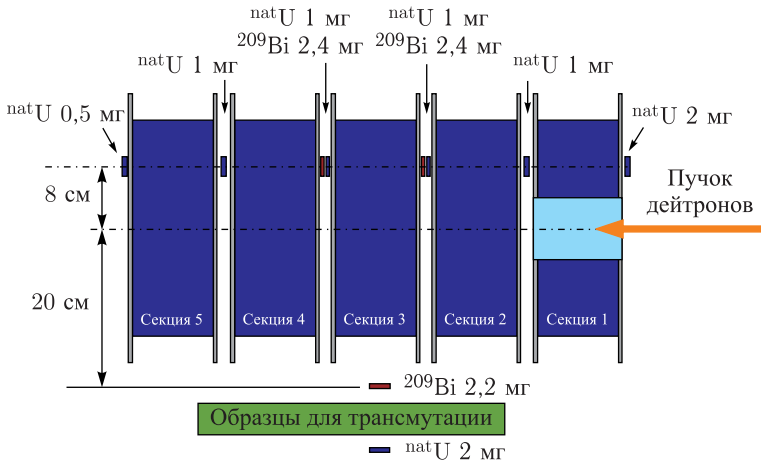


Рис. 3. Расположение мониторов TFBC внутри установки «Квинта»

ваны с использованием ^{252}Cf в качестве источника осколков от спонтанного деления.

Поскольку целью экспериментов было измерение абсолютных выходов исследуемых реакций, необходимо было создать надежные, перекрывающиеся системы для контроля интенсивности пучка. Некоторые измерения требовали знания временной структуры каждого импульса ускорителя и изменений интенсивности пучка во время сеанса облучения. Поэтому в дополнение к традиционно используемым методам оперативного контроля интегрального числа дейтронов была создана оперативная система, обеспечивающая контроль формы, интенсивности и временной структуры импульсов пучков ускорителя, выводимых на мишень. Для этой цели были разработаны и успешно протестированы две независимо работающие позиционно-чувствительные ионизационные камеры, работающие в требуемом динамическом диапазоне. Эти камеры и алюминиевая и медная фольга автономного мониторинга располагались перед входным окном урановой сборки «Квинта». Данные ионизационных камер и ТФВС, представляющие собой сумму отсчетов, нормированных на интенсивность первичного пучка, были синхронизированы и обработаны в режиме онлайн с помощью единой программы сбора и хранения информации. Обработка данных состояла в суммировании данных ТФВС в рамках соответствующих действий и вычислении средних значений числа зарегистрированных осколков деления, связанных с числом дейтронов. Количество дейтронов в импульсе пучка вычислялось путем умножения показаний ионизационных камер (которые давали относительное количество дейтронов) на коэффициент преобразования к текущим показаниям детектора.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТЕЙ СЧЕТА ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

На рис. 4 приведены данные по количеству зарегистрированных осколков деления на дейтрон, после того как они были уменьшены до единицы массы мишени и нормализованы к эффективности ТФВС. Видно, что потоки нейтронов увеличиваются с ростом энергии дейтрона. Максимальные потоки наблюдаются после второй секции, далее поток уменьшается по данным как для ^{235}U , так и для ^{239}Pu .

Из полученных корреляций между отношением числа делений $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ и энергией дейтронов, полученных из первичных скоростей счета осколков (рис. 5), видно, что отношение числа делений $^{235}\text{U}/^{239}\text{Pu}$ уменьшается с увеличением энергии дейтронов, что указывает на ужесточение спектра вторичных нейтронов [4]. Существует также тенденция к общему смягчению спектра по мере увеличения расстояния от центра сборки, т. е. после второй секции.

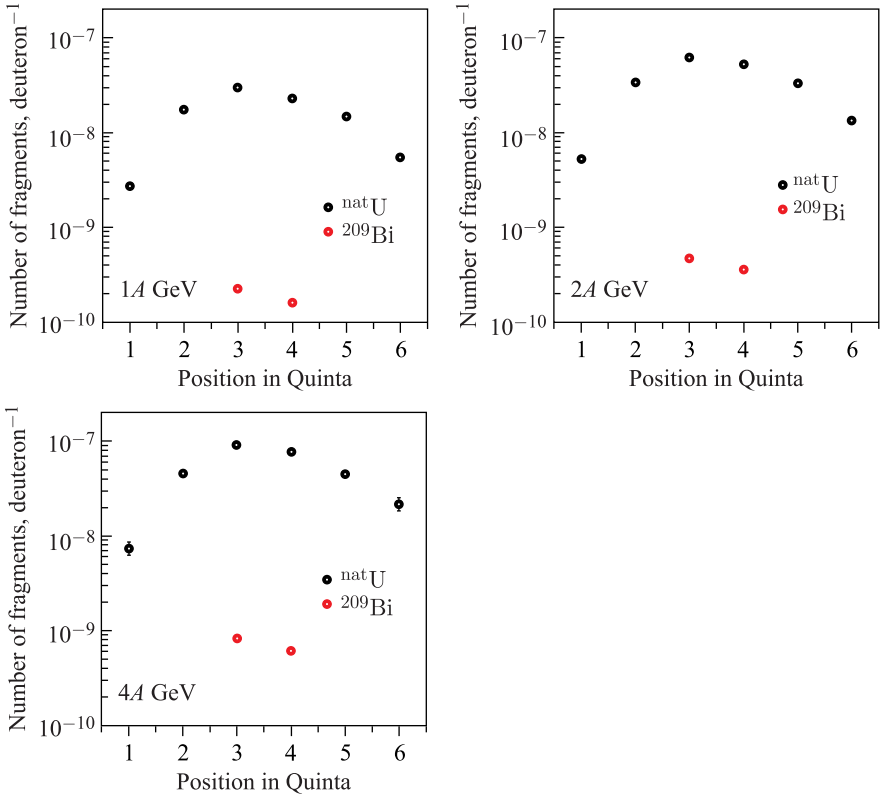


Рис. 4. Количество зарегистрированных осколков деления на дейтрон

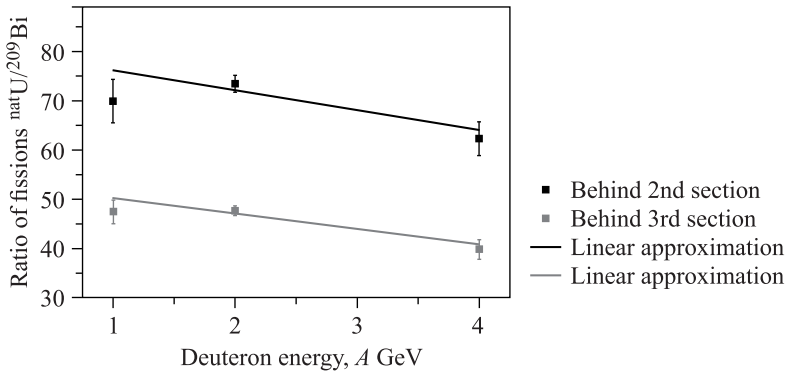


Рис. 5. Корреляция между числом делений ^{nat}U/²⁰⁹Bi на дейтрон и энергией дейтронов в мишенях внутри «Квинты»

3. РАСЧЕТЫ СКОРОСТЕЙ СЧЕТА И ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПОТОКОВ НЕЙТРОНОВ

Для получения расчетных значений скоростей счета используются данные по сечениям деления и расчетные спектры вторичных нейтронов внутри установки.

3.1. Поперечные сечения деления. Экспериментально сечения деления ${}^{\text{nat}}\text{U}$ (${}^{238}\text{U}$) и ${}^{209}\text{Bi}$ для нейтронов в настоящее время определены только для энергии нейтронов до 250 МэВ. База данных сечений деления этих же ядер протонами распространяется до энергии протонов 30 ГэВ. Для этой энергетической области существуют компиляции данных по протонам и параметризация [5]. Сравнительный анализ сечений деления тяжелых ядер нейтронами и протонами в промежуточном диапазоне энергии (выше 20 МэВ) показал, что в области энергии выше кулоновского барьера сечение деления для протонов систематически превышает сечение деления для нейтронов.

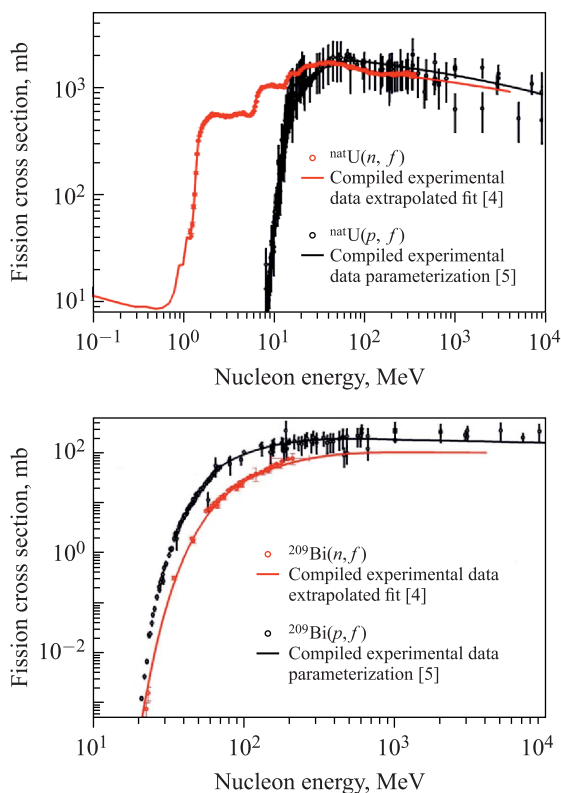


Рис. 6. Сечения деления ${}^{\text{nat}}\text{U}$ (${}^{238}\text{U}$) и ${}^{209}\text{Bi}$ в области энергии до 10 ГэВ

Это можно объяснить зависимостью вероятности деления от параметра Z^2/A составной системы (падающая частица + ядро-мишень), аналогичной известной зависимости вероятности деления «составного» ядра от Z^2/A при низких энергиях [6].

В данной работе предполагается, что сечения деления тяжелых ядер нейтронами высокой энергии (выше 200 МэВ) имеют ту же тенденцию. В работе [3] данные по сечениям деления нейтронов ^{238}U и ^{209}Bi были экстраполированы в область энергии до 800 МэВ. Эти данные аналогично экстраполируются в область энергии до 4 ГэВ. Энергетические зависимости сечений деления $^{\text{nat}}\text{U}$ (^{238}U) и ^{209}Bi протонами и нейтронами для энергии до 10 ГэВ показаны на рис. 6, где представлены данные экспериментов, параметризация сечений для протонов из работы [5], а также экстраполяции сечений для нейтронов, выполненные по формулам из работы [4].

3.2. Спектры вторичных нейтронов. Здесь спектры нейтронов из работ [6, 7] были использованы для расчета скорости счета осколков деления в ТФВС. Спектры вторичных нейтронов внутри установки «Квинта», вычисленные при разных положениях мишеней ТФВС, показаны на рис. 7. Интегрируя эти спектры, также можно получить расчетные интегральные потоки нейтронов в областях энергии выше 1 и 20 МэВ, которые пропорциональны скорости счета осколков деления ТФВС для $^{\text{nat}}\text{U}$ и ^{209}Bi мишеней соответственно.

3.3. Расчеты скорости счета осколков деления с помощью ТФВС. Количество осколков деления, зарегистрированных ТФВС в мишенях, расположенных близко к чувствительной поверхности (сэндвич) и полностью в потоке нейтронов, рассчитывается по следующей формуле:

$$n_{f \text{ calc}}(A, p_A) = \int_{E_{n \text{ min}}(A)}^{E_{n \text{ max}}} \varphi_{\text{calc}}(E_n) s(E_n, A, p_A) dE_n, \quad (1)$$

где $\varphi_{\text{calc}}(E_n)$ — расчетный спектр нейтронов; E_n — энергия нейтронов; $E_{n \text{ min}}$ и $E_{n \text{ max}}$ — минимальная и максимальная энергия нейтронов в спектре; $s(E_n, A, p_A)$ — спектральная чувствительность монитора (ТФВС + мишень). При этом

$$s(E_n, A, p_A) = p_A \sigma_{nf}(E_n, A) S_{\text{ТФВС}} \varepsilon_{nf}(E_n, A, p_A), \quad (2)$$

где A — массовое число делящегося нуклида; p_A — число ядер делящегося нуклида с массовым числом A в мишени; $\sigma_{nf}(E_n, A)$ — сечение деления; $S_{\text{ТФВС}}$ — площадь поверхности ТФВС; $\varepsilon_{nf}(E_n, A, p_A)$ — эффективность регистрации ТФВС для осколков деления ядер-мишеней [3].

При калибровке ТФВС использовались источники со спонтанно делящимся изотопом ^{252}Cf таких же геометрических размеров, как и рабочие

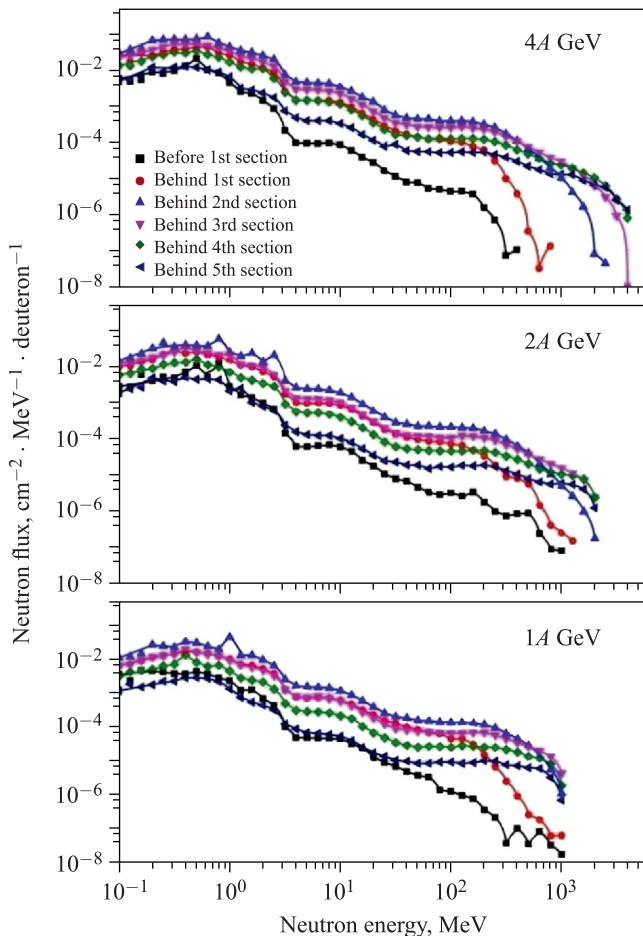


Рис. 7. Спектры вторичных нейтронов внутри установки «Квинта» при разных положениях урановых мишеней между секциями и различных энергиях падающих дейтронов

мишени. Таким образом, значение S_{TFBC} может быть исключено [3], а формула (2) примет следующий вид:

$$s(E_n, A, p_A) = p_A \sigma_{nf}(E_n, A) \tilde{\epsilon}_{sf} k_{\epsilon}(E_n, A, p_A), \quad (3)$$

где $\tilde{\epsilon}_{sf}$ — экспериментальная эффективность TFBC для осколков спонтанного деления из калибровочного источника ^{252}Cf ; $k_{\epsilon}(E_n, A, p_A)$ — расчетный поправочный коэффициент, учитывающий разницу в свойствах осколков спонтанного деления калибровочного источника ^{252}Cf и осколков деления реального ядра-мишени [3].

3.4. Экспериментальное определение интегрального потока нейтронов.

Экспериментально определенная скорость счета осколков, зарегистрированных TFBC, может быть выражена следующим образом:

$$n_{f \text{ exp}}(A, p_A) = \int_{E_n \text{ min}(A)}^{E_n \text{ max}} \varphi_{\text{exp}}(E_n) s(E_n, A, p_A) dE_n, \quad (4)$$

где $\varphi_{\text{exp}}(E_n)$ — «экспериментальный» спектр нейтронов.

Из формул (1) и (4) получаем

$$\varphi_{\text{exp}}(E_n) = \frac{n_{f \text{ exp}}(A, p_A)}{n_{f \text{ calc}}(A, p_A)} \varphi_{\text{calc}}(E_n), \quad (5)$$

«экспериментальный» интегральный поток нейтронов в любом диапазоне энергии можно найти как

$$\eta_{\text{exp}}(E_n \text{ min}) = \frac{n_{f \text{ exp}}(A, p_A)}{n_{f \text{ calc}}(A, p_A)} \int_{E_n \text{ min}}^{E_n \text{ max}} \varphi_{\text{calc}}(E_n) dE_n, \quad (6)$$

где $E_n \text{ min}$ обозначает любой порог энергии нейтронов.

3.5. Сравнение экспериментальных и расчетных значений скорости счета осколков деления с использованием TFBC. Экспериментальные и расчетные значения скорости счета осколков деления для мишеней при разных их положениях внутри установки «Квинта» показаны на рис. 8. Расчет скоростей счета проводился по формуле (1) с использованием поперечных сечений деления и расчетных спектров нейтронов.

Погрешности расчета включают в себя:

— погрешности сечений деления не менее 10 % для ^{235}U и 15 % для ^{239}Pu ;

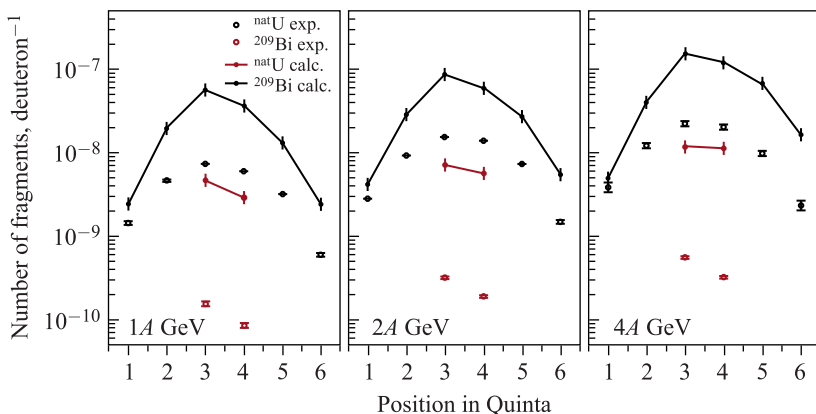


Рис. 8. Экспериментальные и расчетные значения скорости счета осколков деления

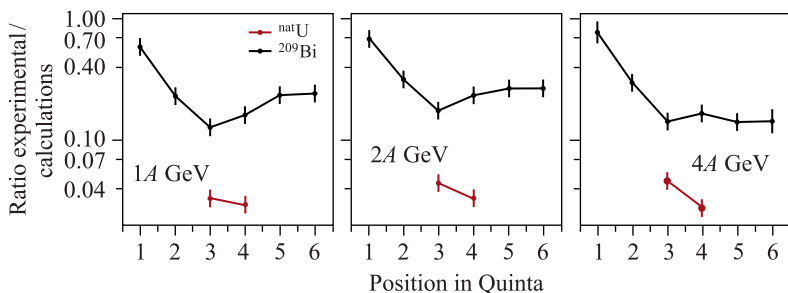


Рис. 9. Соотношение экспериментальных и расчетных значений скорости счета осколков деления

— погрешность калибровки ТФВС не менее 3 %;

— погрешности расчетного веса около 3 % для ^{235}U и 10 % для ^{209}Bi , что дает в общей сложности около 11 %.

Погрешность расчета спектров нейтронов не учитывалась, так как она неизвестна.

Также в расчетах на данном этапе не были учтены поправки на эффективность детекторов ТФВС, которые составляют около 10 %, и их погрешности, которые составляют 5 %.

Таким образом, можно видеть, что расчетные значения систематически существенно превышают экспериментальные, что может быть связано как с систематической неточностью абсолютных расчетных спектров, так и с систематической погрешностью контроля пучка дейтронов. Кроме того, существует значительная разница между значениями спектров для ^{235}U и ^{209}Bi мишеней. Превышение расчетных значений над экспериментальными для ^{209}Bi также указывает на систематическое отклонение расчетных значений спектров нейтронов в области энергии выше 20–30 МэВ, т. е. порога деления для ^{209}Bi .

На рис. 9 показаны зависимости между экспериментальными и расчетными значениями числа осколков деления, которые будут использоваться для расчета интегральных потоков нейтронов по экспериментальным значениям числа осколков деления на дейтрон.

3.6. Расчет интегральных потоков нейтронов. Расчет интегральных потоков нейтронов с использованием экспериментальных чисел осколков деления на дейтрон проводился по формуле (5) для областей энергии нейтронов выше 1 и 20 МэВ. Для таких расчетов должен быть известен спектр нейтронов. В данном случае были использованы расчетные значения спектров, представленные на рис. 7. Наблюдалось систематическое превышение расчетных значений над экспериментальными (рис. 10 и 11). Существует также

разница между значениями потока нейтронов для ^{nat}U и ^{209}Bi мишеней. Последнее обстоятельство связано с завышением высокоэнергетической области расчетных спектров нейтронов.

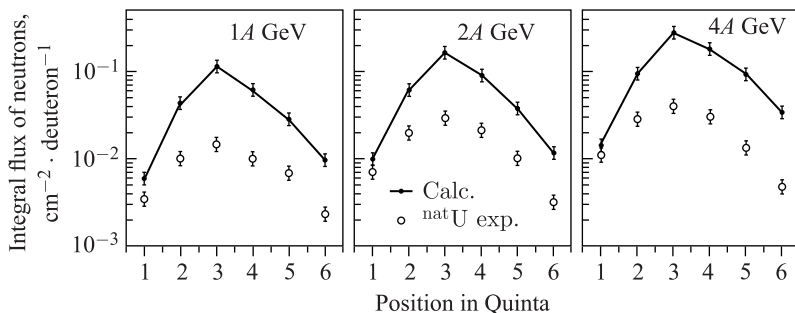


Рис. 10. Расчетные и экспериментальные значения интегральных потоков нейтронов в области энергии выше 1 МэВ

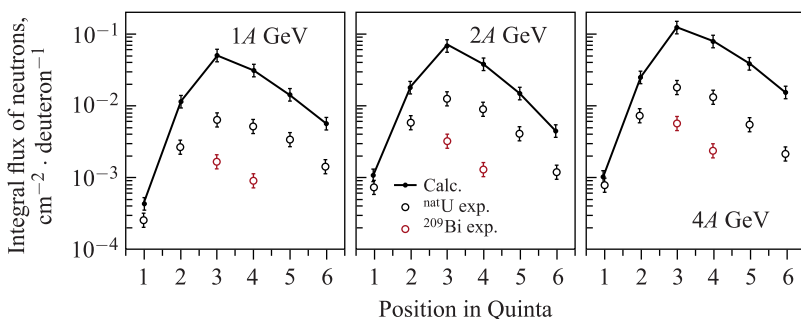


Рис. 11. Расчетные и экспериментальные значения интегральных потоков нейтронов в области энергии выше 20 МэВ

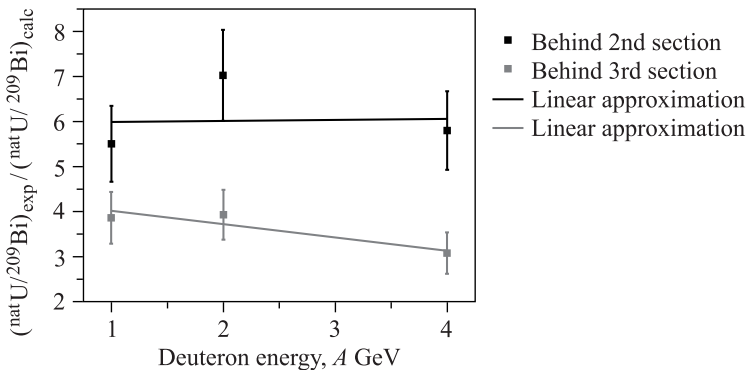


Рис. 12. Соотношение экспериментальных и расчетных отношений делений на дейтрон $^{nat}\text{U}/^{209}\text{Bi}$ в зависимости от энергии дейтрона в мишенях внутри «Квинты»

Экспериментально определенные и расчетные соотношения делений ${}^{\text{nat}}\text{U}/{}^{209}\text{Bi}$ при различных значениях энергии дейтронов (рис. 12) являются качественной характеристикой жесткости спектров нейтронов [4].

3.7. Проверка расчетных спектров нейтронов. Чтобы показать и оценить влияние жесткости нейтронных спектров на отношение деления ${}^{\text{nat}}\text{U}/{}^{209}\text{Bi}$, вариации расчетных нейтронных спектров, использованные в этой работе, были выполнены по формуле из работы [4]:

$$\varphi_{\text{calc}}(E_n) = \begin{cases} \varphi_0(E_n), & E_n < 1 \text{ МэВ}, \\ \varphi_0(E_n) \left(\frac{E_n}{E_0}\right)^\gamma, & E_n > 1 \text{ МэВ}, \end{cases} \quad (7)$$

где γ — коэффициент угла наклона.

Из рис. 13 и 14 можно сделать вывод, какая форма спектра дает наиболее близкое приближение экспериментальных и расчетных значений отношений делений ${}^{\text{nat}}\text{U}/{}^{209}\text{Bi}$. Используя коэффициенты угла наклона в пределах, по-

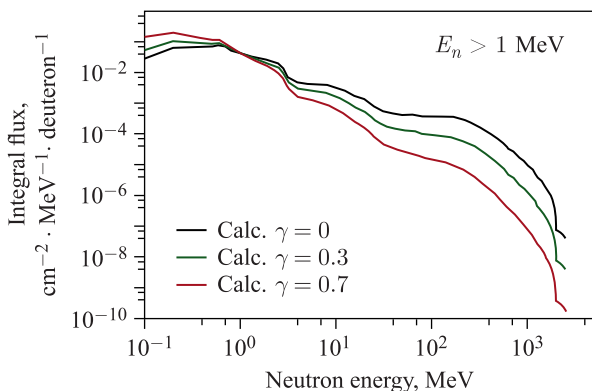


Рис. 13. Вариации спектров нейтронов

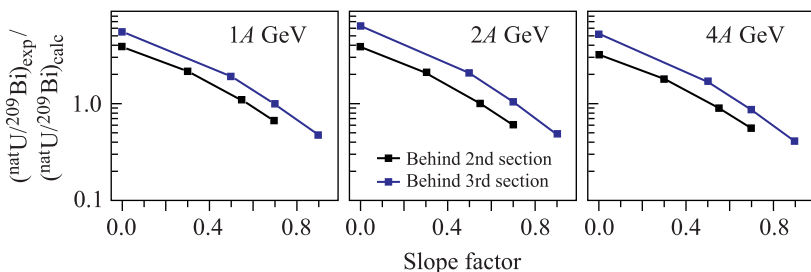


Рис. 14. Соотношение экспериментальных и расчетных отношений делений на дейтрон ${}^{\text{nat}}\text{U}/{}^{209}\text{Bi}$ в зависимости от изменения спектра нейтронов выше 1 МэВ

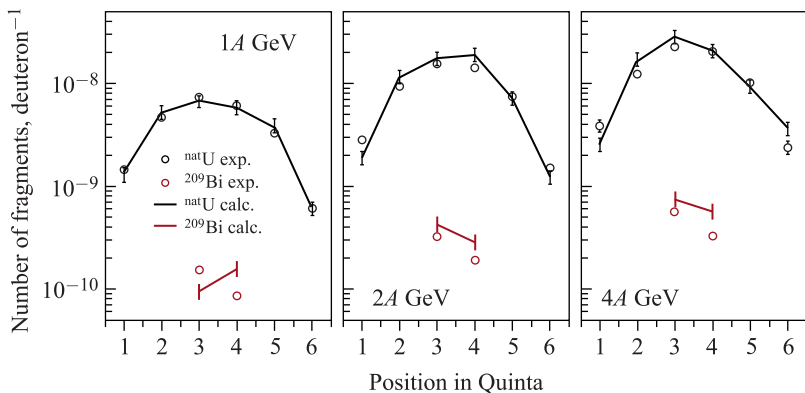


Рис. 15. Экспериментальные и расчетные значения скорости счета осколков деления для «измененных» спектров нейтронов

казанных на рис. 13 для всех спектров, мы рассчитали скорости счета осколков деления для «измененных» спектров нейтронов. Результат представлен на рис. 15. Видно, что при таком подходе расчетные и экспериментальные значения скорости счета дают удовлетворительный результат (для сравнения см. рис. 10).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперименты по измерению соотношения числа делений нейтронами в тонких образцах ^{nat}U и ^{209}Bi мишеней проводились на экспериментальной установке «Квинта», имеющей сборку-мишень из природного урана общей массой 512 кг. Нейтроны были получены путем бомбардировки массивной урановой мишени пучком дейтронов с энергией 1, 2 и 4 ГэВ/нуклон.

Тонкопленочные пробойные детекторы (TFBC) использовались для онлайн-регистрации осколков деления на интенсивном фоне от каскадных частиц и тормозного излучения. Онлайн-регистрация деления наряду с контролем формы, интенсивности и временной структуры импульсов пучков ускорителя, выводимых на мишень, обеспечила достоверность полученных экспериментальных результатов.

Экспериментальное число делений было преобразовано в «экспериментальные» интегральные потоки нейтронов с использованием эффективности обнаружения осколков деления TFBC, параметризованных сечений деления, индуцированных нейтронами, и расчетных спектров нейтронов, вызванных пучком дейтронов.

Экспериментальные значения скорости счета осколков деления сравнивались с расчетными, полученными с использованием расчетных спектров

нейтронов, а также их вариаций. Сравнение показало, что модели, использованные для расчета спектров нейтронов, необходимо скорректировать, чтобы смягчить высокоэнергетическую часть спектров.

Эксперименты по изучению перспектив ядерных релятивистских технологий, которые будут проводиться на установке «Буран» с урановой мишенью общей массой 20 т, также предполагают применение ТФВС для измерений нейтронного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Smirnov A. N., Eismont V. P.* Thin Film Breakdown Counters (Review) // *Instrum. Exp. Techn.* 1983. No. 6. P. 5–9.
2. *Smirnov A. N., Eismont V. P., Filatov N. P., Blomgren J., Condé H., Olsson N., Prokofiev A. V., Renberg P.-U.* Measurements of Neutron-Induced Fission Cross Sections for ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{208}Pb , ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{W}$, and ^{181}Ta in the Intermediate Energy Region // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 70. P. 054603.
3. *Prokofiev A. V., Blomgren J., Majerle M., Nolte R., Rottger S., Platt S. P., Cai X. X., Smirnov A. N.* Characterization of the ANITA Neutron Source for Accelerated SEE Testing at the Svedberg Laboratory // *Proc. of the 2009 IEEE Radiation Effects Data Workshop, Quebec, Canada, July 20–24, 2009.* P. 166–173.
4. *Smirnov A. N., Pietropaolo A., Prokofiev A. V., Rodionova E. E., Frost C. D., Ansell S., Schooneveld E. M., Gorini G.* Application of Thin-Film Breakdown Counters for Characterization of Neutron Field of the VESUVIO Instrument at the ISIS Spallation Source // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2012. V. 687. P. 14–22.
5. *Prokofiev A. V.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2001. V. 463. P. 557.
6. *Conde H., Eismont V. P., Elmgren K., Obukhov A. I., Smirnov A. N.* A Comparison of Proton- and Neutron-Induced Fission Cross Sections of Heavy Nuclei at Intermediate Energies // *Proc. of 2nd Intern. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications, Kalmar, Sweden, June 3–7, 1996.* P. 599–605. Uppsala Univ., 1997.
7. *Paraipan M. (E&T Collab.).* Study of Neutron Spectra in Extended U Target. New Experimental Data // *Eur. Phys. J. Web of Conf.* 2017. V. 138. P. 10005.