

P1-2002-184

**ИССЛЕДОВАНИЕ
ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ
В СВИНЦОВОЙ МИШЕНИ И УРАНОВОМ
БЛАНКЕТЕ ЭЛЕКТРОЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ
«ЭНЕРГИЯ ПЛЮС ТРАНСМУТАЦИЯ»
ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ПРОТОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ 1,5 ГэВ**

Направлено в журнал «Известия Национальной академии наук
Белоруссии. Серия физико-математических наук»
и на XVI международный семинар им. А. М. Балдина по физике
высоких энергий «Релятивистская ядерная физика и квантовая
хромодинамика» (10–15 июня 2002 г., Дубна, Россия)

И. В. Жук¹, М. К. Киевец¹, М. И. Кривопустов, А. Н. Соснин, Д. Чултэм,
В. Вестмайер², Ц. Тумэндэлгэр, О. С. Заверюха, А. В. Павлюк

¹Институт проблем энергетики НАН Белоруссии, Минск

²Общество ядерной спектрометрии, Мельн/Марбург, Германия

ВВЕДЕНИЕ

Со второй половины 90-х годов в Объединенном институте ядерных исследований (Дубна) ведутся систематические исследования генерации нейтронов и энерговыделения в свинцовых и урановых мишенях на пучках релятивистских протонов и трансмутации радиоактивных отходов атомной энергетики (I-129, Np-237, Pu-239 и Am-241) с использованием нейтронов расщепления [1-3].

Генерация нейтронов в управляемых ускорителем системах (Accelerator Driven Systems - ADS) осуществляется в результате процессов расщепления, когда при бомбардировке мишеней тяжелых элементов (урана, свинца, висмута и др.) заряженными частицами (протонами, дейтронами и др.) с энергией более 100 МэВ образуется вторичное адронное излучение (нейтроны, протоны, мезоны и др.), в котором в случае протяженных мишеней доминирует нейтронная компонента [4, 5]. Полномасштабная электроядерная установка, которую предполагается использовать для трансмутации радиоактивных отходов и производства ядерной энергии, наряду с мишенью должна содержать и бланкет из делящегося материала (уран, торий, топливо из смеси окислов ^{239}Pu и ^{235}U), основная роль которого состоит в увеличении в системе числа нейтронов за счет реакции деления [6, 7].

Логическим продолжением многолетних исследований в ОИЯИ ядерно-физических процессов в тяжелых мишенях [7 – 9] стал качественный переход к экспериментам на гибридной электроядерной установке, состоящей из протяженной свинцовой мишени и бланкета из естественного урана [10]. Эти эксперименты на подкритической гетерогенной U/Pb-сборке выполняются по программе *“Исследование физических аспектов электроядерного способа производства энергии и изучение трансмутации радиоактивных отходов атомной энергетики на пучках синхрофазотрона/нуклотрона ОИЯИ”* – проект *“Энергия плюс трансмутация”* [10, 11].

Эти эксперименты проводятся в рамках широкой международной коллаборации: ОИЯИ (Дубна), ВНИИАтомэнергомаш (Москва, Россия), Институт проблем энергетики и Институт физики имени Б.И.Степанова Национальной академии наук Белоруссии (Минск, Белоруссия), Университет (Улан-Батор, Монголия), Исследовательский центр (Юлих, Германия), Общество ядерной спектрометрии (Мёльн/Марбург, Германия),

Университет имени Филиппса (Марбург, Германия), ИЯФ (Ржеж, Чехия), Исследовательское бюро - ИБЛ (Хойерсверда/Дрезден, Германия), Университет имени Аристотеля (Тессалоники, Греция), Университет (Сидней, Австралия), ИАЭ (Сверк, Польша), ФЭИ (Обнинск, Россия), Университет имени Л.Пастера (Страсбург, Франция), Университет (Шиллонг, Индия) и др.

В Институте проблем энергетики (ИПЭ, Минск, Белоруссия) на протяжении трех десятилетий проводились экспериментальные исследования на быстротепловых критических сборках, в центральной зоне которых моделировались составы материалов и спектры нейтронов ядерных реакторов на быстрых нейтронах, охлаждаемых диссоциирующим теплоносителем [12-15]. За эти годы была создана материально-техническая база и разработаны методики для исследования нейтронно-физических параметров реакторных систем, основывающиеся на измерениях следующих характеристик:

- радиальные и аксиальные распределения плотностей деления нуклидов ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U ;
- микрораспределения плотностей деления нуклидов ^{235}U и ^{238}U по сечению твэлов и коэффициентов блокировки;
- отношения средних сечений реакций деления нуклидов ^{232}Th , ^{234}U , ^{236}U , ^{237}Np , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu и ^{241}Pu и средних сечений (n, α) -реакций на нуклидах ^{10}B и ^6Li к среднему сечению деления ^{235}U .

По результатам измерений с помощью информационно-вычислительного комплекса SAIPS [15] были восстановлены спектры нейтронов в центре критических сборок. Полученные результаты использованы для тестирования применяемых в ИПЭ (Минск) программ расчета ядерных реакторов и систем групповых констант, а имеющееся инженерно-техническое оборудование и накопленный опыт позволили использовать оригинальные методики, ранее применявшиеся только при исследованиях реакторных систем на критических сборках, в экспериментах на ADS.

В отличие от общепринятых реакторных систем расчетная оценка спектров нейтронов, формируемых в ADS, требует описания процессов генерации и замедления нейтронов во всем диапазоне энергии нейтронов: от тепловой области до нескольких сотен МэВ. Обычно программы расчета основываются на реализациях каскадно-испарительной модели взаимодействия высокоэнергетичных адронов и ядер с ядрами в виде компьютерных программ, дополняемых модулями, которые позволяют моделировать с помощью метода Монте-Карло перенос и взаимодействия частиц в веществе при высоких и низких энергиях. В настоящей работе для сравнения с экспериментом и анализа используется одна из версий такой

программы, разрабатываемой в последние годы в ОИЯИ (Дубна), которая описывает потоки излучения в веществе.

Целью настоящей работы является изучение пространственно-энергетического распределения нейтронов в электроядерной системе “свинцовая мишень плюс бланкет из естественного урана” [10] при облучении протонным пучком с энергией 1,5 ГэВ, которое включает следующие этапы:

- измерение распределения скоростей деления нуклидов ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th и спектральных индексов $\frac{\overline{\sigma}_f^{232\text{Th}}}{\overline{\sigma}_f^{235\text{U}}}$ и $\frac{\overline{\sigma}_f^{238\text{U}}}{\overline{\sigma}_f^{235\text{U}}}$ по радиусу мишени и бланкета U/Pb-сборки;
- измерение скоростей деления нуклидов ^{234}U , ^{236}U и ^{237}Np и спектральных индексов $\frac{\overline{\sigma}_f^i}{\overline{\sigma}_f^{235\text{U}}}$ ($i = ^{234}\text{U}$, ^{236}U и ^{237}Np) в урановом бланкете установки;
- сравнение полученных экспериментальных величин с результатами расчётов, выполненных с использованием современных компьютерных программ моделирования на основе метода Монте-Карло.

1. О МЕТОДАХ ИЗМЕРЕНИЙ

1.1. Метод измерения скоростей реакции деления

В качестве основного экспериментального метода исследования в данной работе использован метод твердотельных трековых детекторов ядер, который обладает рядом преимуществ по сравнению с другими методами, применяемыми для изучения характеристик нейтронных полей, которые образуются в управляемых ускорителях системах.

Таковыми преимуществами являются:

- возможность измерения характеристик низкоинтенсивных нейтронных полей;
- высокая дискриминационная способность, позволяющая проводить измерения нейтронных полей на фоне высокой интенсивности других частиц, в частности, для ADS-систем на фоне высокоинтенсивного гамма-излучения;
- возможность выполнения измерений в режиме off-line, что позволяет проводить одновременно большое количество измерений; эта характеристика является важной при проведении таких дорогостоящих экспериментов, какими являются эксперименты на ADS-системах;

- возможность размещения экспозиционных детекторов в небольших объемах, что позволяет проводить измерения внутри зазоров между секциями мишени и бланкета.

В основе метода измерения скоростей деления нуклидов с использованием трековых детекторов лежит соотношение между плотностью треков, образующихся на поверхности трекового детектора, который экспонируется в тесном контакте с радиатором, являющимся источником осколков деления, и плотностью потока исследуемого поля нейтронов, в котором проводится экспозиция радиатора и трекового детектора.

Согласно работе [12] соотношение между плотностью треков, образующихся на поверхности трековых детекторов N^i , и дифференциальной энергетической плотностью потока нейтронов $\varphi(E)$ определяется следующим выражением:

$$N^i = A_f^i \mu^i \varepsilon^i d^i \rho^i t \int_0^\infty \sigma_f^i(E) \varphi(E) dE, \quad (1.1)$$

где A_f^i - число заряженных частиц, образующихся в реакции деления i -го нуклида;

μ^i - доля заряженных частиц, достигающих детектора;

ε^i - эффективность регистрации заряженной частицы трековым детектором;

d^i - толщина радиатора, см;

ρ^i - плотность ядер в радиаторе, яд./см³;

t - время экспозиции сенсора (sensor), состоящего из радиатора и трекового детектора, с;

$\sigma_f^i(E)$ - дифференциальное микроскопическое сечение деления i -го нуклида нейтронами, см².

Доля осколков деления, достигающих детектора, определяется согласно работе [16] следующим образом:

$$\mu = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d}{2R_0} \right) & \text{для } d < \overline{R_0}, \\ \frac{1}{4} & \text{для } d = \overline{R_0}, \\ \frac{1}{4} \frac{R_0}{d} & \text{для } d > \overline{R_0}. \end{cases} \quad (1.2)$$

Для систем, управляемых ускорителями, интенсивность процесса образования вторичных нейтронов пропорциональна интенсивности первичного пучка частиц, бомбардирующих мишень. Поэтому интегрирование по времени плотности потока нейтронов, в поле которых проводится экспозиция сенсоров, можно заменить интегрированием по флюенсу первичных частиц, падающих на мишень. То есть в импульсных системах, какими обычно являются ADS-системы, экспериментальные величины удобнее получать нормированными не по времени, а по флюенсу первичных частиц, инициирующих все процессы в этих системах. Нормированными по флюенсу первичных частиц являются и результаты моделирования процессов в ADS-системах, что также приводит к необходимости нормировать экспериментальные величины аналогичным образом.

Заменяв в формуле (1.1) время экспозиции t на флюенс первичных частиц P , получим ее в следующем виде:

$$N^i = A_f^i \mu^i \varepsilon^i d^i \rho^i P \int_0^{\infty} \sigma_f^i(E) \varphi(E) dE. \quad (1.3)$$

Размерность величины $\varphi(E)$ – дифференциальной энергетической плотности потока нейтронов в исследуемом поле будет определяться как нейтр./см²/протон/МэВ.

Введем коэффициент чувствительности для сенсора, состоящего из радиатора и трекового детектора:

$$k_{sens} = A_f^i \mu^i \varepsilon^i d^i \rho^i. \quad (1.4)$$

Далее, определим скорость реакции деления i -го нуклида (или скорость деления) Q_f^i как число событий деления i -го нуклида, приходящихся на один протон, бомбардирующий мишень, и одно ядро i -го нуклида:

$$Q_f^i = \int_0^{\infty} \sigma_f^i(E) \varphi(E) dE. \quad (1.5)$$

Из формул (1.3) и (1.5) получим в общем виде выражение для определения скорости реакции деления i -го нуклида:

$$Q_f^i = \frac{N^i}{A_f^i \mu^i \varepsilon^i d^i \rho^i P}. \quad (1.6)$$

Далее, из выражений (1.4) и (1.6) получим формулу для определения скорости реакции деления i -го нуклида Q_f^i через коэффициент чувствительности трековых детекторов:

$$Q_f^i = \frac{N^i}{k_{sens} P}. \quad (1.7)$$

Коэффициент чувствительности сенсора k_{sens} является характеристикой сенсора, состоящего из находящегося в плотном контакте радиатора и трекового детектора определенного типа. Этот коэффициент можно получить путем калибровки пары “радиатор – трековый детектор” в стандартных полях нейтронов: тепловом или быстром спектре в зависимости от типа делящегося вещества, применяемого в качестве радиатора.

1.2. Метод измерения спектральных индексов

Спектральные индексы, или отношения средних сечений деления, дают информацию о соотношении числа нейтронов в различных энергетических группах нейтронного спектра, т.е. они несут сведения о спектральном составе потока нейтронов в ядерно-физической установке [17]. Эти индексы могут быть измерены с небольшой погрешностью (порядка 2-9 %) [12,13]. Сравнение результатов измерения и расчета спектральных индексов позволяет уточнить расчетную модель и систему ядерно-физических констант, используемых при расчетах установок. Спектральные индексы являются, по мнению авторов настоящей работы, экспериментальными величинами наиболее точными и удобными для сравнения с результатами монте-карловского моделирования, т.к. они не содержат погрешности, связанной с неопределенностью флюенса ускоренных частиц, которые бомбардируют мишень в системах, управляемых ускорителями высоких энергий.

Среднее сечение k -го процесса на i -м нуклиде определяется по формуле

$$\bar{\sigma}_k^i = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_k^i(E) \varphi(E) dE}{\int_0^{\infty} \varphi(E) dE}, \quad (1.8)$$

где $\sigma_k^i(E)$ - дифференциальное микроскопическое сечение k -го процесса на i -м нуклиде. Тогда отношение среднего сечения деления на i -м нуклиде к среднему сечению деления на $^{235}\text{U}(n,f)$ можно записать следующим образом:

$$\frac{\overline{\sigma}_f^{-i}}{\overline{\sigma}_f^{-235U}} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_f^i(E) \varphi(E) dE}{\int_0^{\infty} \sigma_f^{U235}(E) \varphi(E) dE}. \quad (1.9)$$

Из формул (1.5) и (1.9) следует, что отношение средних сечений процессов равно отношению скоростей реакций этих процессов.

Для измерения отношений средних сечений применяются абсолютные и относительные методы. Из соотношений (1.3) и (1.9) формула для определения отношения средних сечений при абсолютных измерениях принимает следующий вид:

$$\frac{\overline{\sigma}_f^{-i}}{\overline{\sigma}_f^{-235U}} = \frac{N^i A_f^{U235} \mu^{U235} \varepsilon^{U235} d^{U235} \rho^{U235}}{N^{U235} A_f^i \mu^i \varepsilon^i d^i \rho^i}. \quad (1.10)$$

Из формул (1.4) и (1.10) получим выражение для определения отношения средних сечений деления $\frac{\overline{\sigma}_f^{-i}}{\overline{\sigma}_f^{-235U}}$ с использованием коэффициентов чувствительности сенсоров, состоящих из пар “радиатор-трековый детектор”:

$$\frac{\overline{\sigma}_f^{-i}}{\overline{\sigma}_f^{-235U}} = \frac{N^i (k_{sens}^{U235})}{N^{U235} (k_{sens}^i)}. \quad (1.11)$$

Недостатком абсолютных измерений являются дополнительные погрешности, возникающие из-за погрешностей определения величин A_f , ε , d и ρ .

В случае относительных измерений отношения величин A_f , ε , d и ρ для двух сенсоров определяют из калибровочных измерений в стандартном поле нейтронов, для которого сечения σ_f^i и σ_f^{U235} (или их отношение) известны с малой погрешностью [13]:

$$\frac{A_f^{U235} \mu^{U235} \varepsilon^{U235} d^{U235} \rho^{U235}}{A_f^i \mu^i \varepsilon^i d^i \rho^i} = \left(\frac{\overline{\sigma}_f^{-i}}{\overline{\sigma}_f^{-235U}} \right)_{st} \frac{N_{st}^{U235}}{N_{st}^i}. \quad (1.12)$$

Тогда формула для определения отношения средних сечений деления делящихся нуклидов запишется в следующем виде:

$$\frac{\overline{\sigma}_f^i}{\overline{\sigma}_f^{235U}} = \frac{N_{in}^i N_{st}^{U235}}{N_{in}^{U235} N_{st}^i} \left(\frac{\overline{\sigma}_f^i}{\overline{\sigma}_f^{235U}} \right)_{st}, \quad (1.13)$$

где индексы *st* и *in* относятся к значениям, полученным для стандартного и исследуемого поля нейтронов соответственно.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Мишень и бланкет [10]

Мишень в U/Pb-сборке представляла собой цилиндр из свинца (диаметр 8,4 см, длина 52 см; масса 43 кг), состоящий из десяти частей. Мишень окружалась двумя секциями уранового бланкета. В описываемом эксперименте обе секции бланкета помещались друг за другом; при этом первая секция была совмещена с передним торцом свинцовой мишени. Секции бланкета собирались из урановых стержней (диаметр 3,6 см, длина 10,4 см; масса одного стержня, изготовленного из естественного металлического урана, который упакован в герметичную алюминиевую оболочку, составляет 1720 г). В состав каждой секции входило 30 урановых стержней. Конструкция металлического каркаса, в котором монтировались стержни, после сборки позволяла жестко фиксировать положение каждого уранового стержня. На рис. 1 показана схема эксперимента, описываемого в настоящей работе.

2.2. Размещение мишени. Ускоритель и параметры протонного пучка

В ходе эксперимента по облучению сборки из свинцовой мишени и модели уранового бланкета высокоэнергетичным пучком протонов важное значение имеют вопросы биологической защиты, обусловленные повышенными требованиями к радиационной безопасности. С учетом этого U/Pb-сборка помещалась в центр контейнера с защитой-замедлителем.

Эта защита-замедлитель состояла из гранулированного полиэтилена с добавкой карбида бора, а также стенок из свинца и листового кадмия. Разумеется, при проведении расчетов спектров нейтронов и других характеристик исследуемой электроядерной системы с помощью компьютерных кодов необходимо учитывать тип используемых материалов и реальную геометрию их размещения в установке.

Контейнер с замедлителем (100×106×111 см; общая масса около 950 кг) устанавливался на подвижную платформу, которая перемещалась по рельсам из закрытого помещения на место облучения.

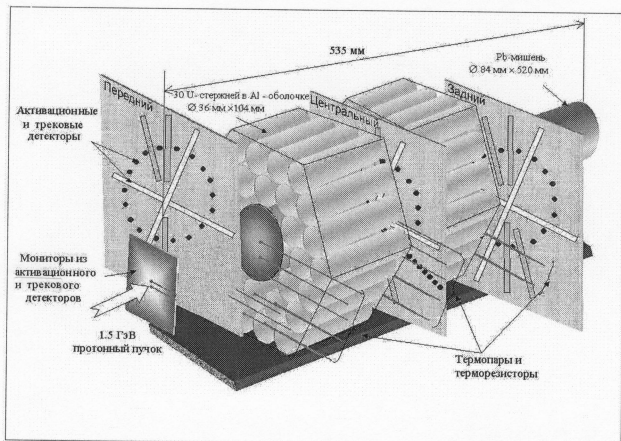


Рис. 1. Схема эксперимента по облучению U/Pb-сборки с двумя секциями уранового бланкета на пучке синхрофазотрона ОИЯИ с энергией протонов, равной 1,5 ГэВ (см. работу [10])

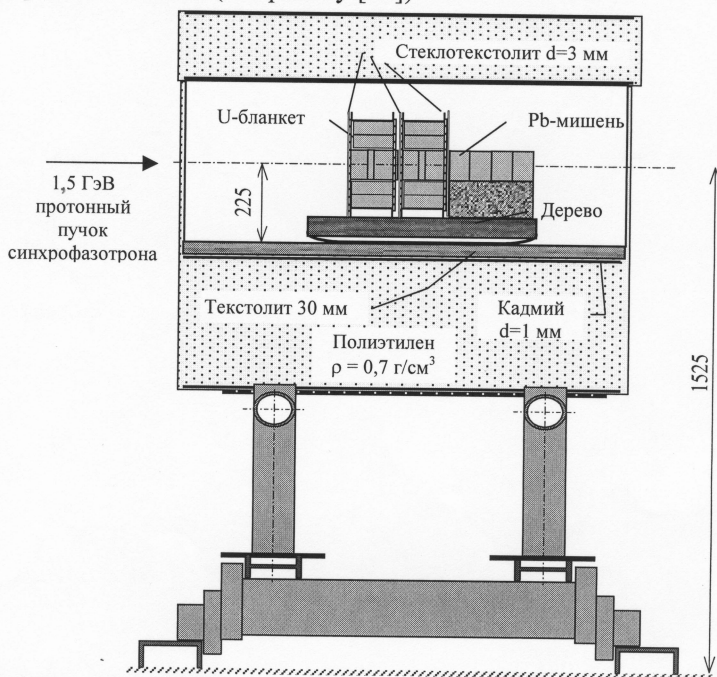


Рис. 2. Схема защитного контейнера с размещенной в нем уран-свинцовой сборкой. Подробное описание характеристик и конструкции контейнера впервые приведено в сообщении [10]

Схема платформы с контейнером и размещенной в нем U/Pb-сборкой показана на рис. 2, который заимствован из работы [10].

Облучение U/Pb-сборки проводилось на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (Дубна). Свинцовая мишень с двумя секциями бланкета бомбардировалась протонами с энергией 1,5 ГэВ. Направление протонного пучка, падающего на свинцовую мишень, совпадало с ее продольной осью симметрии. Средняя интенсивность пучка была около 1×10^{11} протонов в импульсе при ширине импульса, равной 0,35 с; при этом временные интервалы между импульсами составляли около 9 с. Определение профиля пучка и тщательная юстировка модели U/Pb-сборки выполнялись с помощью высокочувствительных поляроидных пленок и ионизационных камер. Сечение протонного пучка имело форму, близкую к кругу с диаметром не более 3 см. Флюенс протонов мониторировался с использованием пропорциональных ионизационных камер, и его значение составило $4,10 \times 10^{13}$ ($\pm 10\%$) протонов за весь сеанс облучения.

Другие подробности, относящиеся к научной программе исследований, используемым методикам постановки экспериментов и характеристикам модели электроядерной системы «Энергия плюс трансмутация», включая так называемый *калориметр деления урана*, содержатся в работах [10,11а], а также в обзоре А.М.Балдина, А.И.Малахова и А.Н.Сисакяна [11б], опубликованном в 2001 г.

2.3. Экспериментальные сенсоры и их размещение

Позиции для размещения сенсоров выбирались на трех детекторных пластинах (передняя, центральная и задняя). Размеры пластин, изготовленных из стеклотекстолита, составляли $30 \times 30 \times 0,3$ см; их расположение в экспериментальной установке показано на рис. 1. Детекторы размещались по радиусам на двух направлениях под углами 90° и 135° в точках 1, 2, 3, 4, 5 и 6 на расстояниях от оси симметрии U/Pb-сборки 0, 30, 60, 85, 110 и 135 мм соответственно. Необходимо отметить, что точки 1 и 2 находились внутри свинцовой мишени, точки 3, 4 и 5 – внутри уранового бланкета, а точка 6 – вне бланкета. Схема одной из пластин и позиций, выбранных для размещения детекторов, представлена на рис. 3. В этих позициях помещались сенсоры, состоящие из радиатора и твердотельного трекового детектора ядер. В качестве детектора использовалась искусственная слюда (фторфлогопит), обладающая высокими регистрирующими свойствами осколков деления. Принципиальной особенностью такого типа трекового детектора является

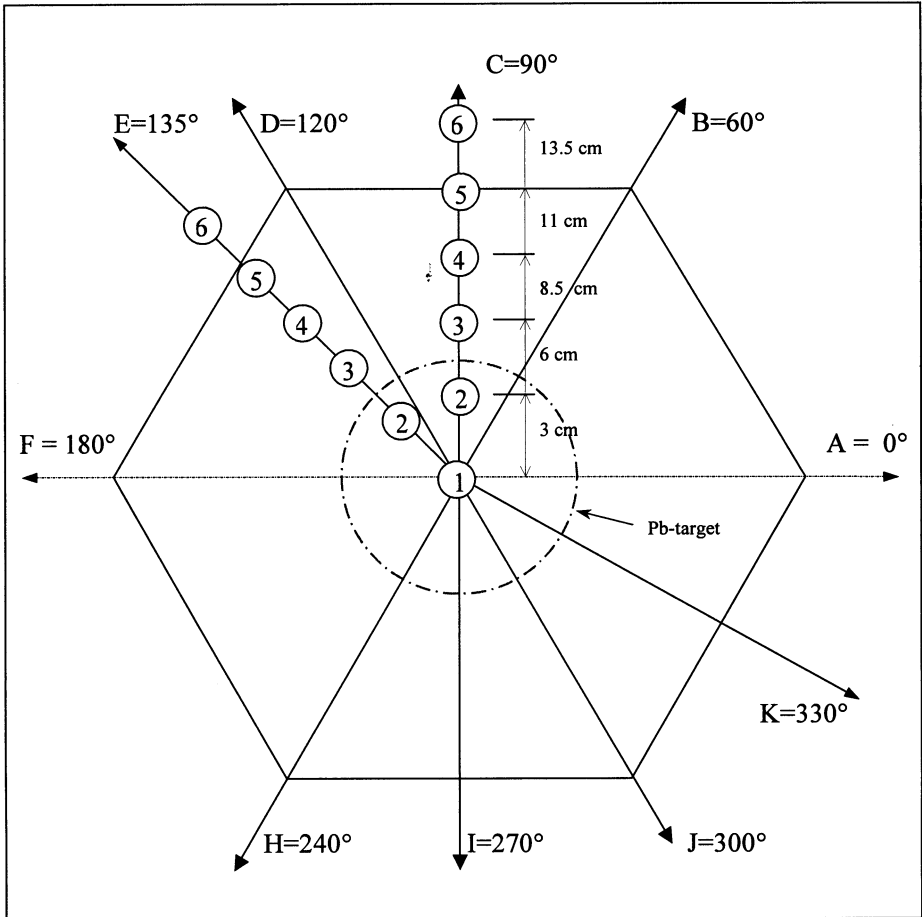


Рис. 3. Схема детекторной пластины (30x30x0,3 см) с указанием положений размещения твердотельных трековых детекторов, описываемых в настоящей работе (подробности см. в тексте публикации [10])

то, что эта слюда не регистрирует ядра отдачи. Эта особенность позволяет получать «чистую» картину зарегистрированных осколков деления, т.е. без фона даже в самых жестких спектрах нейтронов.

В описываемом эксперименте использовались радиаторы, слой делящегося вещества которых содержит следующие нуклиды: уран с обогащением 90 % по ^{235}U (далее этот радиатор обозначается как U90), естественный уран (радиатор $U_{\text{ест}}$), торий-232 (радиатор Th), уран-234 (радиатор U234), уран-235 с обогащением 99,9 % по ^{235}U (радиатор U235), уран-236 (радиатор U236), нептуний-237 (радиатор Np). Радиаторы U90, $U_{\text{ест}}$ и Th представляли собой фольги (диаметр 7 мм, толщина 0,1 мм), изготовленные из соответствующих делящихся материалов методом холодной прокатки с предварительным отжигом в вакууме. Они являлись «толстыми», т.е. для них выполнялось условие $d \gg \bar{R}_0$, где d - толщина радиатора, а \bar{R}_0 - средний пробег осколков деления в материале радиатора. Радиаторы U234, U235, U236 и Np изготавливались методом послойного нанесения соответствующего изотопа на алюминиевую подложку (диаметр 7 мм) в Научно-производственном объединении «Радиевый институт им. В.Г.Хлопина» (Санкт-Петербург, Россия). Толщина делящегося слоя у этих радиаторов составляла несколько сотен мкг/см², и для них выполнялось условие $d > \bar{R}_0$.

На всех детекторных пластинах в точках 1÷6 (азимут 90°) помещался набор сенсоров с «толстыми» радиаторами U90, $U_{\text{ест}}$ и Th. Эти сенсоры предварительно помещались на специальные держатели, изготовленные из алюминиевой фольги. Такой способ размещения позволяет извлекать держатели с сенсорами из установки после набора только части флюенса протонов (в описываемом эксперименте $\sim 10^{12}$ протонов), с тем чтобы избежать «перегрузки» на трековых детекторах, в первую очередь для сенсоров с «толстыми» урановыми радиаторами. Преимуществом применения таких радиаторов при измерении распределений с большим числом экспериментальных точек является то, что не требуется проводить калибровку каждого индивидуального радиатора.

На центральной пластине (см. рис. 1) в точках 4÷6 (азимут 90°) помещался набор сенсоров с «толстыми» радиаторами Th, которые экспонировались полный сеанс облучения мишени с бланкетом: они являлись относительными мониторами флюенса протонов для тех сенсоров, которые экспонировались только часть сеанса облучения U/Pb-сборки.

Дополнительно в точке 5 (азимут 90°) центральной пластины (значение радиуса $R=11$ см) на расстоянии от переднего торца мишени $Z=12,3$ см располагались сенсоры с набором следующих радиаторов:

U234, U235 (обогащение 99,9 %), U236 и Np. Эти сенсоры также экспонировались полный сеанс облучения.

Для «толстых» радиаторов твердотельные детекторы помещались с обеих сторон в виде сэндвича, а для всех остальных – с одной стороны. Для дальнейшего учета возможной анизотропии вылета осколков деления двухсторонние радиаторы трековых детекторов имели особые отметки. Все сенсоры размещались в точках измерений стопкой. Радиаторы, использовавшиеся во всех сенсорах, были предварительно откалиброваны в стандартных полях нейтронов.

Калибровка радиаторов, содержащих ^{235}U в качестве основного изотопа, а также радиаторов, имеющих естественный изотопный состав урана, проводилась в тепловой графитовой колонне реактора Ф-1 Государственного Российского научного центра «Курчатовский институт» (Москва, Россия). Эта колонна является Вторичным эталоном плотности потока тепловых нейтронов Российской Федерации [18], плотность потока тепловых нейтронов в котором известна с погрешностью, не превышающей 2 % ($P=0,99$).

Калибровка всех фольг осуществлялась также в поле быстрых нейтронов с энергией 14,7 МэВ на Государственном специальном эталоне единиц плотности потока и флюенса нейтронов во Всероссийском научно-исследовательском институте физико-технических и радиотехнических измерений (Менделеево, Россия) [19], для которого плотность потока нейтронов с этой энергией известна с погрешностью, не превышающей 2 % ($P=0,95$), и нейтронном генераторе Московского инженерно-физического института (Москва, Россия).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

После экспонирования трековых детекторов в составе облучаемой U/Pb-сборки производилось их травление в 6,8%-м растворе HF при температуре 60 °C в течение 10 - 45 мин в зависимости от предполагаемой плотности треков, зарегистрированных детектором. Далее выполнялся визуальный обсчет треков с помощью микроскопа.

3.1. Результаты измерения скоростей деления ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th

Распределение скоростей деления ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th характеризует пространственное распределение плотности потока нейтронов в исследуемой электроядерной системе. Скорости деления этих изотопов определялись в соответствии с формулой (1.7). Значение флюенса протонов для сенсоров, содержащих «толстые» радиаторы U90, $U_{\text{ест}}$ и Th и экспонировавшихся только часть сеанса облучения, составило по

результатам относительного мониторингования с использованием двух комплектов ториевых радиаторов $8,9 \times 10^{11} (\pm 11 \%)$ протонов. С этим значением была проведена нормировка скоростей деления ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th . Для нормировки всех остальных скоростей деления использовалось значение полного флюенса протонов.

Экспериментальные результаты измерения распределений скоростей деления ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th по радиусу уран-свинцовой сборки для трех детекторных пластин представлены в табл. 1 – 3. Эти данные в таблицах дополнены расчетными значениями.

Для расчета параметров системы использовалась программа CASCAD [20] с библиотекой адрон-ядерных сечений [21], описывающая транспорт частиц в веществе и основанная на каскадно-испарительной модели адрон-ядерных взаимодействий (с учетом высокоэнергетичного деления) [22]. Перенос нейтронов низкой энергии ($E < 10,5$ МэВ) также моделировался с помощью этой программы, дополненной модулями, позволяющими определять относительные скорости нейтронов и ядер среды в области термализации нейтронов (собственные скорости ядер моделировались в соответствии с максвелловским спектром) и соответствующие сечения взаимодействия нейтронов с ядрами среды [23]. В расчете использовались библиотеки нейтронных сечений [24]. В каждой из областей сборки (см. рис. 1) среда гомогенизировалась с учетом находящихся в данной области делящегося вещества, теплоносителя и конструкционных материалов.

Таблица 1. Распределения скоростей деления ^{235}U по радиусу мишени и бланкета уран-свинцовой сборки для трех детекторных пластин (значения нормированы на одно ядро делящегося вещества), показанных на рис. 1

R, см	Скорость деления $\times 10^{26}$, дел./протон/ядро					
	Передняя пластина		Центральная пластина		Задняя пластина	
	Эксперимент	Расчет (DCM-CEM)	Эксперимент	Расчет (DCM-CEM)	Эксперимент	Расчет (DCM-CEM)
0	22.1 \pm 2.4	60.8	37.6 \pm 4.1	66.5	25.7 \pm 2.8	32.8
3	9.93 \pm 1.09	10.4	18.0 \pm 2.0	20.4	23.7 \pm 2.6	12.3
6	6.17 \pm 0.68	5.44	11.5 \pm 1.3	11.4	9.68 \pm 1.06	6.90
8.5	5.99 \pm 0.66	3.82	10.3 \pm 1.1	7.63	9.51 \pm 1.05	5.27
11	5.51 \pm 0.61	3.54	10.2 \pm 1.1	6.07	9.20 \pm 1.01	4.15
13.5	6.30 \pm 0.69	3.27	8.68 \pm 0.95	4.63	11.7 \pm 1.3	5.09

Нуклид ^{235}U делится нейтронами всего диапазона энергий. Как видно из табл.1, радиальное распределение скорости деления ^{235}U характеризуется убыванием по направлению, перпендикулярному продольной оси свинцовой мишени. Максимальное уменьшение скорости деления ^{235}U наблюдается для центральной пластины – в $\sim 4,5$ раза, а скорость деления ^{235}U для передней и задней пластин уменьшается в $\sim 3,5$ и $\sim 2,2$ раза соответственно. На рис. 4 представлено радиальное распределение скорости деления ^{235}U для центральной детекторной пластины уран-свинцовой сборки. Скорость деления ^{235}U непосредственно в бланкете уменьшается в пределах 5-13 % с увеличением расстояния от оси мишени (см. рис. 3).

Форма кривой аксиального распределения скорости деления ^{235}U во всем бланкете имеет одинаковый характер, с максимумом на центральной пластине ($Z=12,3$ см), на которой скорость деления этого нуклида превышает её значение на передней и задней пластинах на $\sim 87\%$ и $\sim 16\%$ соответственно.

Нуклид ^{238}U характеризует поведение в системе быстрых нейтронов с энергией, превышающей порог деления, который составляет около 1,5 МэВ.

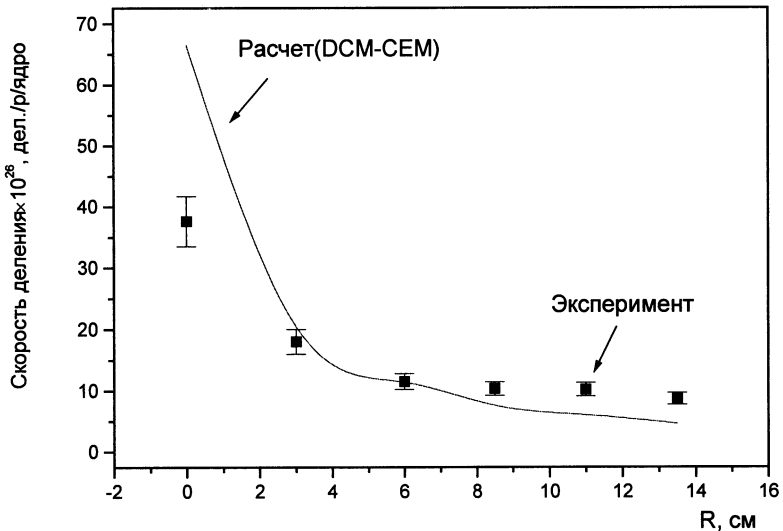


Рис. 4. Радиальное распределение скорости деления ^{235}U в сенсорах, размещенных на центральной детекторной пластине уран-свинцовой сборки (см. рис. 1)

Таблица 2. Распределения скоростей деления ^{238}U по радиусу мишени и бланкета уран-свинцовой сборки для трех детекторных пластин (значения нормированы на одно ядро делящегося вещества), показанных на рис. 1

R, см	Скорость деления $\times 10^{27}$, дел./протон/ядро					
	Передняя пластина		Центральная пластина		Задняя пластина	
	Эксперимент	Расчет (DCM-SEM)	Эксперимент	Расчет (DCM-SEM)	Эксперимент	Расчет (DCM-SEM)
0	164 \pm 18	244	146. \pm 16	258	67.9 \pm 7.5	119
3	15.8 \pm 1.7	21.2	32.2 \pm 3.5	45.9	59.2 \pm 6.5	25.6
6	6.68 \pm 0.73	7.10	17.1 \pm 1.9	17.4	9.00 \pm 0.99	11.5
8.5	4.07 \pm 0.45	3.74	9.44 \pm 1.04	8.88	6.47 \pm 0.70	6.20
11	2.32 \pm 0.25	1.88	6.06 \pm 0.67	4.29	4.08 \pm 0.48	3.53
13.5	1.62 \pm 0.18	1.26	3.89 \pm 0.43	2.32	2.51 \pm 0.30	1.73

Радиальное распределение скорости деления ^{238}U в уран-свинцовой сборке характеризуется ее уменьшением в зависимости от расстояния от оси мишени, но величина этого уменьшения для ^{238}U гораздо больше, чем для ^{235}U . Для наглядности на рис. 5 представлено радиальное распределение скорости деления ^{238}U для центральной детекторной пластины (см. рис. 1). Как видно из табл. 2, максимальное уменьшение скорости деления ^{238}U наблюдается для передней пластины – в ~ 101 раз, а скорость деления ^{238}U для центральной и задней пластин уменьшается в ~ 37 и ~ 27 раз соответственно. Уменьшение скорости деления ^{238}U непосредственно в бланкете примерно одинаково для всех трех детекторных пластин (в $\sim 2,8$ раза) и носит экспоненциальный характер. На рис. 6 показано радиальное распределение скоростей деления ^{238}U по трем детекторным пластинам в бланкете уран-свинцовой сборки.

Анализ сравнения радиальных распределений скоростей деления ^{235}U и ^{238}U показывает, что незначительное уменьшение скорости деления ^{235}U в бланкете (5 – 13 %) относительно уменьшения скорости деления ^{238}U (в 2,8 раза) можно объяснить тем, что уменьшение вклада в скорость деления ^{235}U , связанное с убыванием интегрального потока нейтронов в радиальном направлении, в значительной мере компенсируется смягчением спектра нейтронов в этом же направлении.

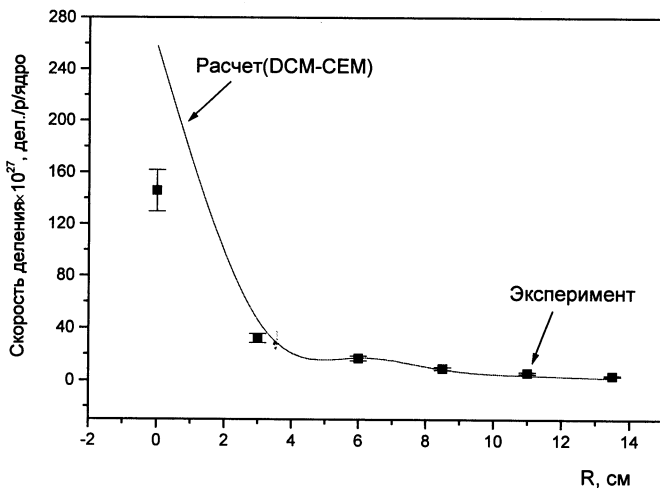


Рис. 5. Радиальное распределение скорости деления ^{238}U в сенсорах, размещенных на центральной детекторной пластине уран-свинцовой сборки (см. рис. 1)

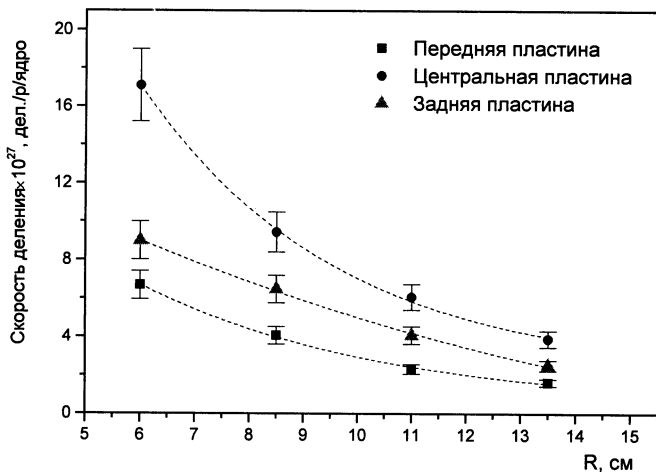


Рис. 6. Радиальные распределения скоростей деления ^{238}U на трех детекторных пластинах в бланкете уран-свинцовой сборки (прерывистыми линиями показаны результаты аппроксимации экспериментальных значений экспоненциальной функцией)

Аксиальные распределения скорости деления ^{238}U для мишени и blankets существенно различаются. Причем если аксиальное распределение скорости деления ^{238}U для $R=0$ см (рис. 7) характеризуется наличием максимума на передней пластине с последующим плавным уменьшением в 2,4 раза для задней пластины, то максимум аксиального распределения скорости деления ^{238}U в blankets (табл. 2) находится на центральной пластине и скорость деления ^{238}U уменьшается в $\sim 2,5$ и $\sim 1,6$ раза для передней и задней пластин соответственно. На рис. 7 и 8 представлены аксиальные распределения скоростей деления ^{238}U в мишени и blankets уран-свинцовой сборки на расстояниях 0 и 8,5 см от продольной оси симметрии этой сборки.

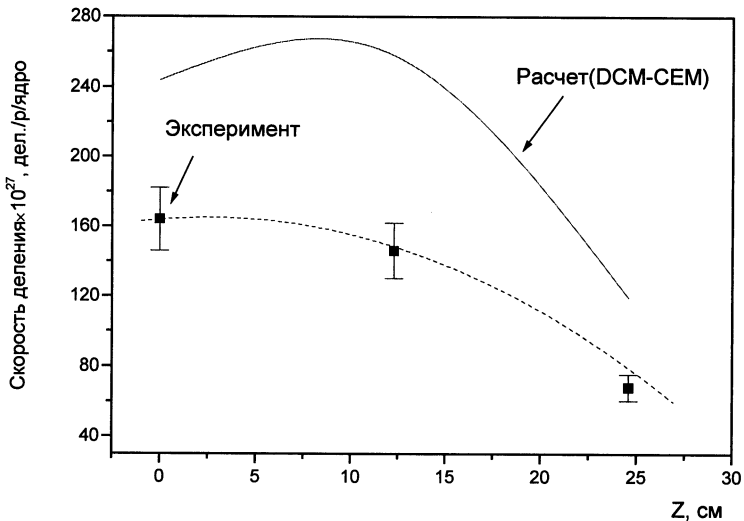


Рис. 7. Аксиальное распределение скорости деления ^{238}U для $R=0$ см (точка 1 на рис. 3) в уран-свинцовой сборке (прерывистой линией показан результат аппроксимации экспериментальных значений полиномом)

Распределение скорости деления ^{232}Th (табл. 3) в уран-свинцовой сборке в основном повторяет распределение скорости деления ^{238}U , так как эти нуклиды имеют примерно одинаковый порог деления.

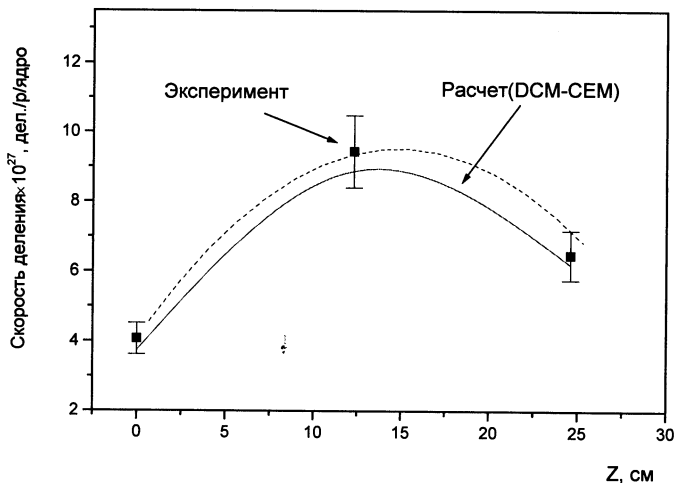


Рис. 8. Аксиальное распределение скорости деления ^{238}U для $R=8,5$ см (точка 4 на рис. 3) в уран-свинцовой сборке (прерывистой линией показан результат аппроксимации экспериментальных значений полиномом)

Таблица 3. Распределения скоростей деления ^{232}Th по радиусу мишени и бланкета уран-свинцовой сборки для трех детекторных пластин (значения нормированы на одно ядро делящегося вещества)

R, см	Скорость деления $\times 10^{27}$, дел./протон/ядро					
	Передняя пластина		Центральная пластина		Задняя пластина	
	Эксперимент	Расчет (DCM-CEM)	Эксперимент	Расчет (DCM-CEM)	Эксперимент	Расчет (DCM-CEM)
0	92±11	83	73±9	91	37.3±4.5	42
3	5.33±0.64	6.47	12.7±1.5	15.2	32.7±1.6	8.60
6	1.87±0.22	2.12	4.67±0.56	5.56	3.27±0.16	3.89
8.5	1.02±0.12	1.13	3.12±0.37	2.81	2.13±0.11	2.08
11	0.60±0.07	0.57	1.59±0.19	1.34	1.42±0.07	1.20
13.5	0.41±0.05	0.38	0.99±0.12	0.74	0.76±0.04	0.63

3.2. Результаты измерения спектральных индексов

$$\frac{\sigma_f^{-2327h}}{\sigma_f^{-235U}} \text{ и } \frac{\sigma_f^{-238U}}{\sigma_f^{-235U}}$$

Пространственно-энергетическое распределение вторичных нейтронов в уран-свинцовой сборке характеризуется поведением пороговых спектральных индексов. Эти индексы $\frac{\sigma_f^{-2327h}}{\sigma_f^{-235U}}$ и $\frac{\sigma_f^{-238U}}{\sigma_f^{-235U}}$ определялись по формуле (1.13). Результаты измерений распределений спектральных индексов представлены в табл. 4 и 5.

Таблица 4. Распределения спектрального индекса $\frac{\sigma_f^{-238U}}{\sigma_f^{-235U}}$ по радиусу мишени иblankета уран-свинцовой сборки для трех детекторных пластин

R, см	$\frac{\sigma_f^{-238U}}{\sigma_f^{-235U}}$					
	Передняя пластина		Центральная пластина		Задняя пластина	
	Эксперимент	Расчет (DCM-SEM)	Эксперимент	Расчет (DCM-SEM)	Эксперимент	Расчет (DCM-SEM)
0	0.741±0.067	0.401	0.387±0.035	0.387	0.264±0.024	0.364
3	0.159±0.014	0.205	0.179±0.016	0.225	0.250±0.023	0.209
6	0.108±0.010	0.130	0.149±0.013	0.152	0.093±0.008	0.166
8.5	0.068±0.006	0.098	0.092±0.008	0.116	0.068±0.006	0.118
11	0.042±0.004	0.053	0.060±0.005	0.071	0.044±0.004	0.085
13.5	0.026±0.002	0.039	0.045±0.004	0.050	0.022±0.002	0.034

Пороговый спектральный индекс $\frac{\sigma_f^{-238U}}{\sigma_f^{-235U}}$ уменьшается с увеличением расстояния от продольной оси уран-свинцовой сборки, что свидетельствует о смягчении спектра нейтронов в радиальном направлении. Наибольшее его уменьшение (в ~ 29 раз) наблюдается для передней пластины, а для центральной и задней пластин – в 9 - 12 раз. На рис. 9 показано радиальное распределение индекса $\frac{\sigma_f^{-238U}}{\sigma_f^{-235U}}$ по радиусу мишени иblankета для центральной детекторной пластины. Непосредственно в самом урановом blankете уменьшение спектрального индекса примерно одинаково для всех детекторных пластин (в ~ 2,5 раза). Аксиальное распределение индекса $\frac{\sigma_f^{-238U}}{\sigma_f^{-235U}}$ в мишени для R=0 см (точка 1 на рис. 3) имеет максимум на передней пластине и уменьшается в 1,9 и 2,8 раза для центральной и задней пластин соответственно.

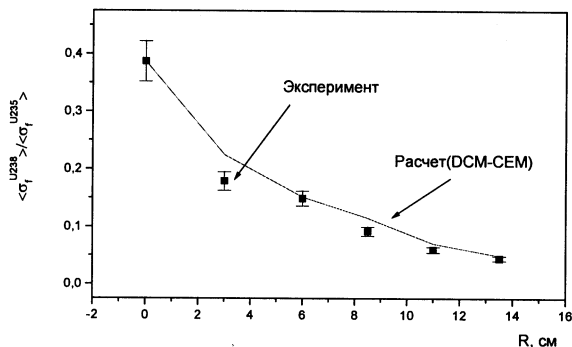


Рис. 9. Распределение спектрального индекса $\frac{\sigma_f^{238U}}{\sigma_f^{235U}}$ по радиусу мишени и бланкета для центральной детекторной пластины уран-свинцовой сборки (см. рис. 1)

Аксиальное распределение этого спектрального индекса носит примерно одинаковый характер во всем бланкете. Это распределение имеет максимум на центральной пластине и примерно одинаково уменьшается (\sim в 1,4 – 1,6 раза) для передней и задней пластин. На рис. 10 и 11 представлены аксиальные распределения индекса $\frac{\sigma_f^{238U}}{\sigma_f^{235U}}$ в мишени и бланкете на расстояниях $R=0$ и 8,5 см от оси симметрии уран-свинцовой сборки (точки 1 и 4 на рис. 3).

Таблица 5. Распределения спектрального индекса $\frac{\sigma_f^{232Th}}{\sigma_f^{235U}}$ по радиусу мишени и бланкета уран-свинцовой сборки для трех пластин

R, см	$\frac{\sigma_f^{232Th}}{\sigma_f^{235U}}$					
	Передняя пластина		Центральная пластина		Задняя пластина	
	Эксперимент	Расчет (DCM-CEM)	Эксперимент	Расчет (DCM-CEM)	Эксперимент	Расчет (DCM-CEM)
0	0.413±0.037	0.137	0.194±0.017	0.136	0.143±0.013	0.127
3	0.054±0.005	0.062	0.070±0.006	0.074	0.138±0.012	0.070
6	0.030±0.030	0.039	0.041±0.004	0.049	0.033±0.003	0.056
8.5	0.017±0.002	0.030	0.030±0.003	0.037	0.022±0.002	0.040
11	0.011±0.001	0.016	0.016±0.001	0.022	0.015±0.001	0.029
13.5	0.0064±0.0006	0.012	0.011±0.001	0.016	0.0064±0.0006	0.012

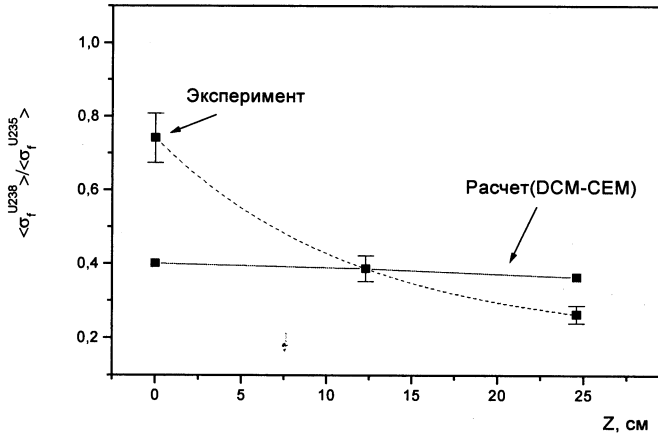


Рис. 10. Аксиальное распределение спектрального индекса $\frac{U_{238}}{\langle \sigma_f \rangle} / \frac{U_{235}}{\langle \sigma_f \rangle}$ для $R=0$ см (точка 1 на рис. 3) в уран-свинцовой сборке (прерывистой линией показан результат аппроксимации экспериментальных значений экспоненциальной функцией)

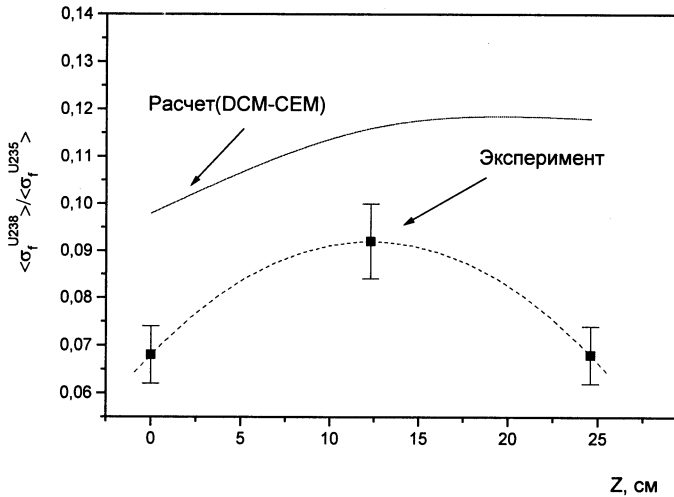


Рис. 11. Аксиальное распределение спектрального индекса $\frac{U_{238}}{\langle \sigma_f \rangle} / \frac{U_{235}}{\langle \sigma_f \rangle}$ для $R=8,5$ см (точка 4 на рис. 3) в уран-свинцовой сборке (прерывистой линией показан результат аппроксимации экспериментальных значений полиномом)

Как упоминалось выше, нуклид ^{232}Th имеет примерно одинаковый порог деления с ^{238}U , поэтому поведение его реакции деления в исследуемой системе аналогично поведению реакции деления ^{238}U , а поведение спектрального индекса $\frac{\sigma_f^{-232\text{Th}}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$ аналогично поведению индекса $\frac{\sigma_f^{-238\text{U}}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$.

3.3. Определение скоростей деления нуклидов ^{234}U , ^{236}U и ^{237}Np и спектральных индексов $\frac{\sigma_f^{-i}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$ ($i = ^{234}\text{U}, ^{236}\text{U}$ и ^{237}Np)

Дополнительно в точке 5 на центральной детекторной пластине (см. рис. 1 и 3) были измерены скорости деления ^{234}U , ^{236}U и ^{237}Np и соответствующие им спектральные индексы $\frac{\sigma_f^{-i}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$. Все эти нуклиды имеют пороговый характер деления (порог деления $^{234}\text{U} \sim 0,5$ МэВ, $^{237}\text{Np} \sim 0,6$ МэВ и $^{236}\text{U} \sim 0,9$ МэВ). Поэтому измерение их индексов позволяет получить информацию об отдельных участках энергетического спектра исследуемого поля нейтронов. В табл. 6 представлены результаты определения скоростей деления и спектральных индексов перечисленных выше нуклидов на центральной детекторной пластине.

Таблица 6. Скорости деления ^{234}U , ^{236}U и ^{237}Np и спектральные индексы $\frac{\sigma_f^{-i}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$ в точке 5 ($R = 11$ см; $Z = 12,3$ см) на центральной детекторной пластине (см. рис. 1 и 3) уран-свинцовой сборки (значения скоростей деления нормированы на одно ядро делящегося вещества)

i-й нуклид	Скорость деления $\times 10^{26}$, дел./р/ядро		$\frac{\sigma_f^{-i}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$	
	Эксперимент	Расчет (DCM-CEM)	Эксперимент	Расчет (DCM-CEM)
U-234	2.11±0.32	1.41	0.207±0.018	0.217
U-236	0.983±0.118	0.789	0.0966±0.0082	0.130
Np-237	1.93±0.23	1.61	0.190±0.015	0.265

4. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА И ЭКСПЕРИМЕНТА

Расчетные исследования нейтронно-физических характеристик U/Pb-сборки проводились методом монте-карловского моделирования с использованием компьютерного кода DCM-CEM [25], который базируется

на внутриядерных каскадах, описываемых моделью Бертини и предравновесной испарительной моделью, и включает канал высокоэнергетического деления средних и тяжелых ядер ($A > 100$). Перенос нейтронов в гетерогенных средах моделируется методом Монте-Карло в транспортном приближении. Моделирование переноса нейтронов производится на основе системы констант АРАМАКО [246].

На рис. 12 представлены расчетные спектры нейтронов в свинцовой мишени ($R=0$ см) и урановом бланкете ($R=11$ см) U/Pb-сборки для центральной детекторной пластины (см. рис. 1 и 3) при энергии бомбардирующих протонов, равной 1,5 ГэВ.

Скорости деления были получены путем свертки по расчетному спектру нейтронов с использованием библиотек нейтронных сечений ENDF/B-V и IRDF-90 в области энергий нейтронов до 20 МэВ.

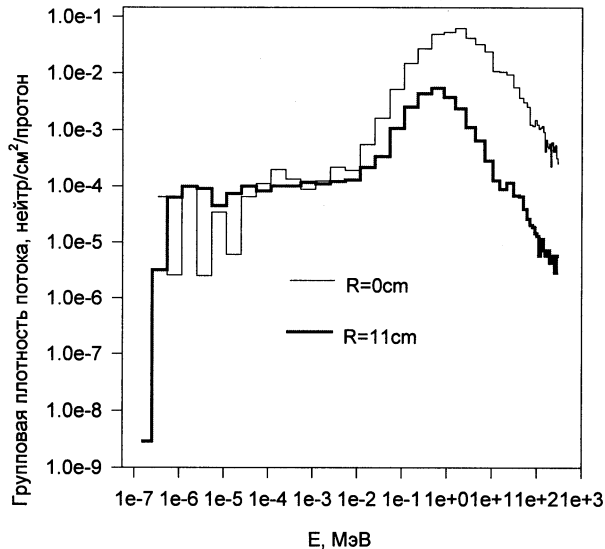


Рис. 12. Расчетные спектры нейтронов в свинцовой мишени ($R=0$ см) и урановом бланкете ($R=11$ см) U/Pb-сборки для центральной детекторной пластины при энергии протонов, равной 1,5 ГэВ

Для спектра нейтронов с энергиями выше 20 МэВ использовались экспериментальные данные по сечениям деления, приведенные в работах [26,27]. Результаты расчета скоростей деления ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th и спектральных индексов $\frac{\sigma_f^{-232\text{Th}}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$ и $\frac{\sigma_f^{-238\text{U}}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$ представлены в табл. 1–5 и на рис. 4 – 11.

Анализ расчетных и экспериментальных результатов распределений скоростей деления ^{232}Th и ^{238}U в бланкете уран-свинцовой сборки указывает на характерный квазиэкспоненциальный спад этих распределений в зависимости от радиального расположения детектирующих сенсоров в объеме уранового бланкета. Это объясняется резким спадом плотности потока быстрых нейтронов в слабаразмножающей среде, какой является уран естественного изотопного состава. Согласно оценочным расчетам [28] для исследуемой модели U/Pb-сборки эффективный коэффициент размножения нейтронов составляет около 0,2. Сравнение результатов эксперимента и расчета показало их хорошее согласие как по абсолютным, так и по относительным значениям. Для скорости деления ^{232}Th результаты согласуются в пределах 25 % для всех точек радиального распределения, а для скоростей деления ^{235}U и ^{238}U отклонение расчетных результатов от экспериментальных составляет от 1 до 47 %, за исключением точки 1 в центре свинцовой мишени ($R=0$ см; см. рис. 3), где отклонение составляет ~ 75 %.

Отклонение расчетных результатов от экспериментальных для спектральных индексов $\frac{\sigma_f^{-232\text{Th}}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$ составляет 1 – 42 %, а для индекса $\frac{\sigma_f^{-238\text{U}}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$ – 0 – 27%. Сравнение результатов расчета и экспериментальных значений радиальных распределений спектральных индексов $\frac{\sigma_f^{-232\text{Th}}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$ и $\frac{\sigma_f^{-238\text{U}}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$ указывает на значительное смягчение спектра нейтронов по мере смещения на периферию бланкета уран-свинцовой сборки. Этот эффект объясняется снижением вклада жесткой компоненты нейтронного поля в скорости деления пороговых нуклидов из-за многократного рассеяния нейтронов в объеме бланкета.

Из сравнения результатов расчета и эксперимента, касающихся аксиальных распределений вышеназванных спектральных индексов в урановом бланкете, видно, что расчетный спектр нейтронов становится жестче по ходу пучка протонов; однако это не подтверждается экспериментально.

Результаты определения скоростей деления ^{234}U , ^{236}U и ^{237}Np и спектральных индексов $\frac{\sigma_f^i}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$ ($i = ^{234}\text{U}$, ^{236}U и ^{237}Np) в точке 5 ($R=11$ см; см. рис. 3), расположенной в бланкете на центральной

детекторной пластине уран-свинцовой сборки, приведены в табл. 6. Отклонение расчетных значений от экспериментальных для скоростей деления пороговых нуклидов ^{234}U , ^{236}U и ^{237}Np лежит в пределах 7 – 36 %, а для соответствующих им пороговых спектральных индексов – в пределах 7 – 40 %.

Хорошее согласие результатов расчета и эксперимента для скоростей деления нуклидов ^{232}Th , ^{234}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{237}Np и ^{238}U и соответствующих спектральных индексов в бланкете уран-свинцовой сборки дает основание полагать, что основные принципы расчета и ядерно-физические константы, заложенные в модель, которая использовалась при моделировании настоящего эксперимента, являются верными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование нейтронно-физических характеристик U/Pb-сборки, состоящей из свинцовой мишени и двух секций уранового бланкета, которая облучалась протонным пучком с энергией 1,5 ГэВ.

Получены экспериментальные радиальные и аксиальные распределения скоростей деления ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U , а также спектральных индексов $\frac{\sigma_f^{-232\text{Th}}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$ и $\frac{\sigma_f^{-238\text{U}}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$ в мишени и бланкете этой сборки.

Определены экспериментальные значения скоростей деления ^{234}U , ^{236}U и ^{237}Np и спектральных индексов $\frac{\sigma_f^{-i}}{\sigma_f^{-235\text{U}}}$ ($i = ^{234}\text{U}$, ^{236}U и ^{237}Np) в бланкете уран-свинцовой сборки. Проведено сравнение экспериментальных величин с расчетными результатами, полученными с использованием компьютерного кода DCM-CEM.

Расчетные и экспериментальные значения хорошо согласуются между собой для величин скоростей деления нуклидов ^{232}Th , ^{234}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{237}Np и ^{238}U и соответствующих им спектральных индексов в бланкете U/Pb-сборки. Это дает основание полагать, что принципы расчета и ядерно-физические константы, использованные в модели описываемого эксперимента, являются достаточно правильными.

Авторы с искренней благодарностью вспоминают академика А.М.Балдина (1926-2001) за поддержку электроядерных и трансмутационных исследований на пучках ускорительного комплекса синхрофазотрон/нуклотрон ОИЯИ. Авторы благодарят А.И.Малахова, В.Н.Пенева, И.А.Шелаева, Е.А.Матюшевского, Ю.С.Анисимова и П.И.Зарубина за содействие в решении вопросов создания физической установки и подготовки экспериментов. Персонал инженерно-технических служб Лаборатории высоких энергий, руководимый А.Д.Коваленко, авторы благодарят за обеспечение эффективной работы синхрофазотрона

при облучении модели уран-свинцовой сборки. Авторы признательны Е.М.Павлюк за помощь в оформлении настоящей публикации.

Авторы благодарят Министерство по атомной энергии России за предоставление материала для уранового бланкета как основной части создаваемой в ОИЯИ экспериментальной системы «Энергия плюс трансмутация» [10]. Исследования физических аспектов электроядерного способа производства энергии, которые описаны в настоящей работе, выполнены при поддержке целевыми грантами РФФИ (проект 00-02-16476) и Международного научно-технического центра (проект МНТЦ 1372: ФЭИ, Обнинск, – ОИЯИ, Дубна), а также грантом дирекции ОИЯИ на обеспечение эксплуатации ускорительных и реакторных установок Института.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.I.Krivopustov, J.Adam, V.Bradnova et al. First experiments on transmutation studies of ^{129}I and ^{237}Np using relativistic protons of 3.7 GeV. JINR Preprint E1-97-59, Dubna, 1997; Radioanal. and Nucl. Chem. 1997, 222, 267.
2. J.-S.Wan, Th.Schmidt, E.Langrock et al. Transmutation of ^{129}I and ^{237}Np using spallation neutrons produced by 1.5, 3.7 and 7.4 GeV protons. Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. A, 2001, 463, 634.
3. J.Adam, A.Balabekyan, V.P.Bamblevski et al. Transmutation of ^{239}Pu and other nuclides with spallation neutrons produced by relativistic protons reacting with massive U- and Pb-targets. JINR Preprint E1-2001-136, Dubna, 2001.
4. R.Michel. Nuclide production at intermediate energies. Proc. of the Intern. Conf. "8th Journées Saturne: Accelerators applied to the Nuclear Waste Problem" (May 5-6, 1994, Saclay, France), 1994, p.39.
5. C.D.Bowman, E.D.Arthur, P.W.Lisowski et al. Nuclear energy generation and waste transmutation using an accelerator driven intense thermal neutron source. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 1992, 320, 336.
6. F.Carminati, R.Clapish, J.P.Revol et al. An energy amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven by a particle beam accelerator. Geneva. Report CERN/AT/93-47(ET), 1993.
7. Р.Г.Васильков, В.И.Гольданский, Б.А.Пименов и др. Размножение нейтронов в уране, бомбардируемом протонами с энергией 300-660 МэВ. Атомная энергия, 1978, 44, 329.
8. В.А.Воронко, В.М.Дьяченко, К.Д.Толстов и др. Генерация нейтронов в протяженной свинцовой мишени. Атомная энергия, 1990, 68, 449.

9. R.G.Vassil'kov, V. I.Yurevich. Neutron emission from extended lead targets under the action of light ions in GeV regions. Proc. of Meeting of the Intern. Collaboration on Advanced Neutron Sources ICANS-XI, (October 22-26, 1990, КЕК, Tsukuba, Japan), 1990, p.340.
10. М.И.Кривопустов, Д.Чултэм, И.Адам и др. О первом эксперименте по калориметрии уранового blankets на модели U/Pb-сборки электроядерной установки “Энергия плюс трансмутация” на пучке синхрофазотрона ОИЯИ при энергии протонов 1,5 ГэВ. Препринт ОИЯИ P1-2000-168, Дубна, 2000 (принято в журнал «Kerntechnik»).
11. а) М.И.Krivopustov, D.Chultem, Ts.Tumendelger et al. Project “Energy plus Transmutation”: complex investigation of physical aspects of accelerator driven power generation and nuclear radioactive wastes transmutation at the JINR. Book of Abstracts of the Intern. Conf. on Accelerator Driven Transmutation Technology Application - ADTTA-99 (June 7-11, 1999, Prague, Czech Republic), 1999, p.55; Research Program of Laboratory of High Energies. JINR Communication 99-266, Dubna, 1999, pp.135-139.
 б) А.М.Балдин, А.И.Малахов, А.Н.Сисакян. Некоторые проблемы релятивистской ядерной физики и множественного рождения частиц. Сообщение ОИЯИ P1-2001-106, Дубна, 2001, стр. 58-59 (принято в журнал “Физика элементарных частиц и атомного ядра”).
12. А.П.Малыхин, Л.П.Рогинец, В.А.Левадный и др. Измерение трековыми детекторами распределений плотности делений на критических сборках. Вести АН БССР. Сер. физ.-энер. наук. 1970, 2, 16.
13. И.В.Жук, Е.М.Ломоносова, Н.М.Груша и др. Расчетно-экспериментальное определение соотношений скоростей деления ^{238}U и ^{235}U в критической сборке БТС-4. Вести Академии наук БССР. Сер. физ.-энер. наук. 1986, 3, 11.
14. И.В.Жук, Н.М.Груша, Е.М.Ломоносова и др. Измерение отношений средних сечений пороговых реакций $^{234}\text{U}(n,f)$, $^{236}\text{U}(n,f)$ и $^{237}\text{Np}(n,f)$ к среднему сечению реакции $^{235}\text{U}(n,f)$ в критической сборке БТС-4. Вести Академии наук БССР. Сер. физ.-энер. наук. 1987, 2, 18.
15. М.В.Бычков, И.В.Жук, Е.М.Ломоносова. Экспериментальное определение спектра нейтронов в быстротепловой критической сборке БТС. Препринт ИЯЭ №4, Минск, 1987.
16. В.Т.Казазян, Б.А.Литвиненко, Л.П.Рогинец и др. Физические основы использования кинетической энергии осколков деления в радиационной химии. Минск. Наука и техника, 1972.
17. Ю.А.Казанский, Е.С.Матусевич. Экспериментальные методы физики реакторов. М., Энергоатомиздат, 1984.
18. Э.Ф.Гарапов, А.Г.Инихов, Е.П.Кучерявенко и др. Создание рабочего эталона плотности потока тепловых нейтронов на базе реактора Ф-1. Атомная энергия, 1977, 42, 286.

19. П.Н.Агалецкий, В.П.Ярына, В.Д.Севастьянов. Измерительная техника. 1974, 7, 10.
20. В.С.Барашенков, Ле Ван Нгок, Л.Г.Левчук и др. Программный комплекс «КАСКАД» для монте-карловского моделирования ядерно-физических процессов, инициируемых высокоэнергетическими частицами и ядрами в газообразных и конденсированных средах. Препринт ОИЯИ Р2-85-173, Дубна, 1985.
21. V.S.Barashenkov, W.Gudowski, A.Polanski. Integral High-Energy Nucleon-Nucleus Cross-Section for Mathematical Experiments with Electronuclear Facilities. Book of Abstracts of the 3rd International Conference on ADTTA-99 (June 7-11, 1999, Praha, Czech Republic), 1999.
22. V.S.Barashenkov, S.Yu.Shmakov. Nuclear Fission Induced by High Energy Protons. JINR Preprint E2-79-802, Dubna, 1979.
23. В.С.Барашенков, Л.Г.Левчук, А.Н.Соснин и др. Характеристики электроядерных мишеней, содержащих воду. Атомная энергия, 1994, 77, 419.
24. а) Л.П.Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1981.
б) В.Ф.Хохлов, М.Н.Савоськин. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1972, 8, 328.
25. A.Polanski, A.N.Sosnin, V.D.Toneev. JINR Preprint E2-91-562, Dubna, 1991.
26. P.W. Lisowski, J.L. Ullmann, S.J. Balestrini et al. Neutron induced fission cross section ratios for ^{232}Th , $^{235,238}\text{U}$, ^{237}Np and ^{239}Pu from 1 to 400 MeV. Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology (May 30 - June 3, 1988, JAERI, Mito, Japan). Ed. S. Igarasi. 1988, p. 97.
27. P.W. Lisowski, A. Gavron, W.E. Parker et al. Fission cross section ratios for $^{233,234,236}\text{U}$ relative to ^{235}U from 0.5 to 400 MeV. Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology (May 13-17, 1992, Juelich, Germany). Ed. S.M. Qaim. Berlin, Heidelberg. Springer-Verlag. 1992, p.732.
28. а) А.Н.Соснин, М.И.Кривопустов, Д.Чултэм и др. Моделирование нейтронных спектров в U/Pb-сборке, облучаемой протонами, с помощью метода Монте-Карло. Abstracts of the Intern. Conf. Features on nuclear excitation states and mechanisms of nuclear reactions (September 3-8, 2001, Sarov, Russia), 2001, p. 230.
б) М.И.Кривопустов, D.Chultem, A.N.Sosnin et al. Study of the space distribution of the (n,f)-, (n, γ)- and (n, 2n)-reaction yields in the model uranium blanket of the electronuclear installation. Collaboration "Energy plus Transmutation". In Book of Abstracts of the Intern. Conf. Features on nuclear excitation states and mechanisms of nuclear reactions (September 3-8, 2001, Sarov, Russia), 2001, p. 252.

Жук И. В. и др.

P1-2002-184

Исследование пространственно-энергетического распределения нейтронов в свинцовой мишени и урановом бланкете электроядерной системы «Энергия плюс трансмутация» при бомбардировке протонами с энергией 1,5 ГэВ

Описываются исследования пространственно-энергетического распределения нейтронов при облучении протонами с энергией 1,5 ГэВ модели подкритической U/Pb-сборки электроядерной системы, создаваемой в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (Дубна) по программе «Исследование физических аспектов электроядерного способа производства энергии и трансмутации радиоактивных отходов атомной энергетики на пучках синхрофазотрона/нуклотрона ОИЯИ» — проект «Энергия плюс трансмутация».

Представлены результаты измерений и расчетов распределений скоростей деления ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th , а также пороговых спектральных индексов $\bar{\sigma}_f^{232}\text{Th} / \bar{\sigma}_f^{235}\text{U}$ и $\bar{\sigma}_f^{238}\text{U} / \bar{\sigma}_f^{235}\text{U}$ по радиусу свинцовой мишени и бланкета из естественного урана. Приведены результаты измерений и расчетов скоростей деления ^{234}U , ^{236}U и ^{237}Np и спектральных индексов $\bar{\sigma}_f^i / \bar{\sigma}_f^{235}\text{U}$ ($i = ^{234}\text{U}$, ^{236}U и ^{237}Np) в урановом бланкете электроядерной установки.

Измерения проводились с помощью методики твердотельных ядерных трековых детекторов. Расчеты выполнены методом монте-карловского моделирования с использованием компьютерного кода DCM-CEM.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина и Лаборатории информационных технологий ОИЯИ и в Институте проблем энергетики НАН Белоруссии (Минск).

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2002

Перевод авторов

Zhuk I. V. et al.

P1-2002-184

Investigation of Space and Energy Distributions of Neutrons Generated in Lead Target and Uranium Blanket of the Electronuclear System «Energy plus Transmutation» under Irradiation with Protons at 1.5 GeV

The work contains the results of space-energy distributions of neutrons in U/Pb assembly, consisting of extended lead target and the model of natural uranium blanket irradiated with relativistic protons at 1.5 GeV. The research is carried out in the framework of a series of experiments using the model of subcritical heterogeneous electronuclear system at the Laboratory of High Energies, JINR, Dubna («Investigation of Physical Aspects of Electronuclear Method of Energy Production and Transmutation of Radioactive Waste Using Beams from JINR Synchrophasotron/Nuclotron» — project «Energy plus Transmutation»).

The results of measurements and calculations of ^{235}U , ^{238}U and ^{232}Th fission rate distributions as well as threshold spectral indexes $\bar{\sigma}_f^{232}\text{Th} / \bar{\sigma}_f^{235}\text{U}$ and $\bar{\sigma}_f^{238}\text{U} / \bar{\sigma}_f^{235}\text{U}$ along the radius of the target and model uranium blanket are presented. The results of measurements and calculations of ^{234}U , ^{236}U and ^{237}Np fission rate distributions as well as spectral indexes $\bar{\sigma}_f^i / \bar{\sigma}_f^{235}\text{U}$ ($i = ^{234}\text{U}$, ^{236}U and ^{237}Np) in the uranium blanket of the installation are shown.

Measurements were performed using solid state nuclear track detectors. Calculations are carried out by means of the Monte-Carlo method, employing computer program DCM-CEM.

The investigation has been performed at the Veksler-Baldin Laboratory of High Energies and the Laboratory of Information Technologies, JINR, and at the Institute of Energy Problems, NAS of Belarussia (Minsk).

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2002

Редактор *А. Н. Шабашова*
Макет *Е. В. Сабатовой*

ЛР № 020579 от 23.06.97.

Подписано в печать 02.09.2002.

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

Усл. печ. л. 1,94. Уч.-изд. л. 2,26. Тираж 390 экз. Заказ № 53500.

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