

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

УДК 539.165.2

**ОТЧЕТ О НАУЧНО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ
РАБОТЕ**
МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ В
ФИЗИКЕ РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО И ЕЕ
ПРИЛОЖЕНИЯХ

Научный руководитель

ассистент каф.40

_____ Д. В. Попов

Студент группы Б22-102

_____ Э. А. Фахрутдинов

Москва 2025

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Реконструкция спектральной плотности потока нейтронов	6
1.1 Описание эксперимента и проведения измерений	7
1.2 Анализ данных и моделирование эксперимента	10
2 Верификация работы модели на расчёте динамики однотрупповых сечений деления	13
3 Реализация алгоритма расчёта неравновесных спектров на основе верифицированной программы	18
Заключение	20
Список используемых источников	21

ВВЕДЕНИЕ

С момента открытия электронных антинейтрино Ф. Райнесом и К. Коуэном в 1953 году [1], всё больший интерес учёных вызывают исследования в области нейтринной физики и спектроскопии. В первую очередь это связано с тем, что за последние десятилетия достигнут существенный прогресс в регистрации антинейтрино от ядерных реакторов, что в свою очередь привело к развитию физики за рамками Стандартной Модели (поиск стерильных состояний нейтрино [2], изучение нейтринных осцилляций [3] и т.д.). Во-вторых, данное направление исследований является перспективным в силу широких возможностей применения нейтринных методов для решения актуальных задач атомной энергетики, таких как осуществление мониторинга выгорания ядерного топлива [4] и дистанционный контроль мощности реактора [5].

Антинейтрино и β -частицы испускаются при β -распаде продуктов деления, а также ядер, возникающих в результате радиационного захвата нейтронов изотопами тяжёлых элементов. Компонентами топлива в наиболее распространённых типах реакторов являются изотопы: ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu . Вклад каждого из них в результирующие энергетические спектры заметно меняется в течение кампании реактора. В среднем кампания длится около 550 суток, после чего реактор останавливается на месяц для перегрузки части топлива. Каждый подобный процесс выводит активности продуктов деления ядерного топлива из равновесия, что сказывается на форме результирующих спектров и, как следствие, на интерпретации результатов экспериментов [6].

Для проведения новых прецизионных экспериментов в области

нейтринной физики необходимо точно знать спектральные энергетические характеристики реакторных антинейтрино и β -частиц. Одной из основных задач в нейтринной спектроскопии является формирование точной модели расчета энергетических спектров, поскольку на данный момент наблюдаются расхождения предсказаний теоретических моделей с экспериментальными данными. Одной из причин, дающих вклад в расхождение данных, могут являться поправки, связанные с неравновесными процессами, протекающими в ядерном реакторе.

Попытки расчёта неравновесных поправок к энергетическим спектрам реакторных $\bar{\nu}_e$ и β -частиц были предприняты в работах [7] и [8]. Данные расчёты учитывают лишь энергии $E_\nu > 1.8$ МэВ, поскольку на современных экспериментах по регистрации $\bar{\nu}_e$ с помощью реакции ОБР (обратного β -распада) частицы с меньшими энергиями не детектируются. Отметим, что на данный момент нет полноценной модели, способной учитывать влияние неравновесных процессов на форму спектра $\bar{\nu}_e$ и β -частиц от ядерного реактора, а все имеющиеся расчёты учитывают лишь для нескольких временных точек.

При разработке данной модели необходимо учесть различные эффекты, связанные с экранировкой нейтронных полей в материале и спектром делящихся нейтронов. Данные эффекты вносят вклад в неопределённости расчёта активностей продуктов деления актинидов. Это в свою очередь может приводит к росту неопределённости энергетических спектров $\bar{\nu}_e$ и β -частиц и накладывает ограничения на точность результатов расчёта модели.

Цель данной работы заключается в разработке модели расчёта неравновесного энергетического спектра $\bar{\nu}_e$ и β -частиц.

Задачи

- Проверить корректность учёта поправок на самоэкранирование в разрабатываемой модели.
- Провести верификацию работы модели на экспериментальных данных.
- На основе верифицированной модели реализовать алгоритм расчёта неравновесного спектра $\bar{\nu}_e$ и β -частиц.

1. РЕКОНСТРУКЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ

Разрабатываемая модель расчёта динамики спектров, помимо определения неравновесных поправок к теоретическим спектрам $\bar{\nu}_e$ и β -частиц, может быть также применена для моделирования экспериментов по измерению спектров β -частиц (например с целью определения отклика экспериментальной станции «Бета» [9] для измерения отношения спектров изотопов ^{235}U и ^{239}Pu). Для решения подобного рода задачи необходимо знать спектральные характеристики пучка нейтронов, приводящих к делению топлива. Экспериментальное определение спектральных характеристик нейтронных полей эффективно реализуется посредством нейтронно-активационного анализа с применением набора детекторов-индикаторов, чувствительных в различных энергетических диапазонах. Основная проблема такого подхода заключается в необходимости учёта поправок на самоэкранирование нейтронного поля в материале и отклонение реального спектра нейтронов от известных теоретических распределений в силу геометрических особенностей экспериментального канала реактора, как показано, например, в работах [10–12]. Для учёта данных поправок и восстановления спектральных характеристик нейтронного пучка можно использовать моделирование методом Монте-Карло в составе пакета программного обеспечения "Serpent", используемого в разрабатываемой модели. Сравнение результатов моделирования и экспериментальных данных также позволит проверить корректность учёта данных поправок в разрабатываемой модели.

1.1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Для определения спектральных характеристик потока нейтронов на горизонтальном экспериментальном канале (далее – ГЭК) реактора ИР-8 в НИЦ ”Курчатовский институт” на пути пучка располагалась стопка относительно толстых индикаторов, следующих друг за другом. Подобное расположение позволяет облучать все индикаторы в одинаковых условиях, что исключает влияние эффектов, связанных со скачками мощности реактора и пространственной неоднородностью пучка. Образцы из стандартизированного набора фольг с известными характеристиками (таблица 1) подвергались облучению в потоке нейтронов, что приводило к реакциям захвата нейтронов ядрами мишени и накоплению активности в материале.

Изотоп	Сечение активации тепловыми нейтронами (25,3 мэВ) σ_{a0}	Фактор Весткота при комнатной температуре g	Положение первого резонанса	Резонансный интеграл активации I_a
^{115}In	(160 ± 2) барн (по ^{116}In)	1,023	$\sim 1,5$ эВ	(2600 ± 80) барн (по ^{116}In)
^{197}Au	$(98,65 \pm 0,09)$ барн	1,0086	~ 5 эВ	(1550 ± 30) барн
^{186}W	$(38,1 \pm 0,5)$ барн	1,005	~ 20 эВ	(480 ± 15) барн
^{55}Mn	$(13,36 \pm 0,05)$ барн	1,004	~ 300 эВ	$(13,3 \pm 0,5)$ барн

Таблица 1 — Нейтронно-физические характеристики используемых изотопов

Накопление и последующий спад наведенной активности $A(t)$ в данных образцах описываются следующим дифференциальным уравнением:

$$\begin{aligned} \frac{dA_i}{dt} &= -\lambda_i A_i(t) + \lambda_i \int dV \int \frac{d\Phi_n}{dE}(E, \vec{r}) \sigma_a^i(E) n_i(\vec{r}) dE, & 0 < t < t_{irr} \\ \frac{dA_i}{dt} &= -\lambda_i A_i(t), & t_{irr} < t \end{aligned} \quad (1)$$

где $\frac{d\Phi_n}{dE}$ – спектральная плотность потока нейтронов $[\frac{\text{H}}{\text{см}^2 \cdot \text{эВ} \cdot \text{с}}]$, $n_i(\vec{r})$ – концентрация ядер мишени $[\frac{1}{\text{см}^3}]$, $\sigma_a^i(E)$ – сечение активации $[\text{см}^2]$, t_{irr} – длительность облучения $[\text{с}]$, λ_i – постоянная распада дочернего изотопа $[\frac{1}{\text{с}}]$, индекс i пробегает номера образцов.

Решение уравнения (1) имеет вид:

$$A_i(t) = \begin{cases} \langle \Phi \sigma n \rangle \cdot (1 - e^{-\lambda t}), & 0 < t < t_{irr} \\ \langle \Phi \sigma n \rangle \cdot (1 - e^{-\lambda t_{irr}}) \cdot e^{t_{irr} - t}, & t_{irr} < t \end{cases} \quad (2)$$

После облучения, с помощью спектрометра на базе германиевого детектора, по спаду скорости счёта испускаемых активированными мишенями гамма-квантов, реконструировалась кривая спада активности изотопов и определялась активность образцов на момент конца облучения (рисунок 1).

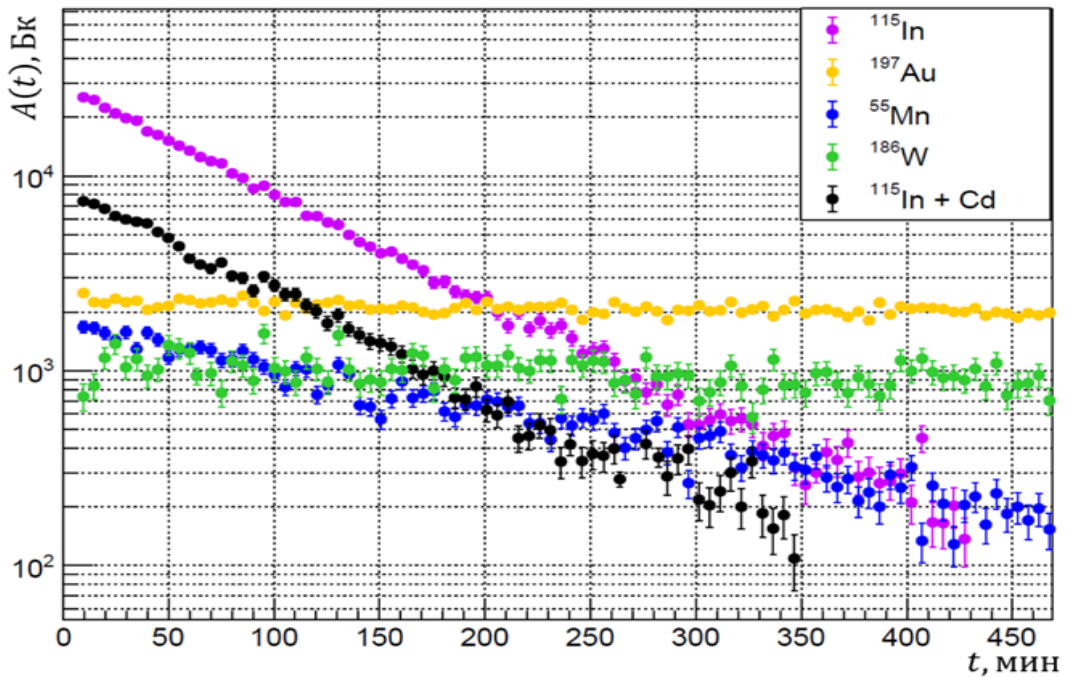


Рисунок 1 – Кривые спада активностей облученных индикаторов.

Эксперимент проводился в три этапа. На первом этапе проводилась оценка отношения плотностей потоков эпитепловых и тепловых нейтронов методом активации тонких (≈ 8 мкм) золотых фольг. Облучение проводилось как под защитой кадмиевого чехла толщиной 0.5 мм (для экранирования теплового потока), так и без него. На втором этапе одновременно активировалась стопка толстых фольг, последовательно содержащая образцы Mn–Cu (≈ 51 мкм), Au (≈ 51 мкм), In (≈ 127 мкм), W (≈ 127 мкм). На третьем этапе проводилась активация образцов индия в кадмиевом чехле (0.5 мм) и без него.

Обобщённая информация о всех этапах эксперимента представлена в таблице 2.

Мишень	Длительность облучения t_{int}	Время выдержки t_{exp}	Активность на момент конца облучения
Au	1331 мин	7.3 мин	(0.47 ± 0.05) кБк
Au в кадмиевом чехле 0.5 мм	2722 мин	7.1 мин	(0.30 ± 0.05) кБк
Сетка фольг	1412 мин	4.7 мин	(1.6 ± 0.1) кБк (Mn)
			(2.2 ± 0.1) кБк (Au)
			(28.8 ± 0.8) кБк (In)
			(1.1 ± 0.2) кБк (W)
In	146.8 мин	3.8 мин	(53.4 ± 0.1) кБк
In в кадмиевом чехле 0.5 мм	70.8 мин	4.4 мин	(8.0 ± 0.1) кБк

Таблица 2 — Сводная информация об этапах измерений

1.2. АНАЛИЗ ДАННЫХ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Моделирование эксперимента проводилось в рамках следующих феноменологических допущений: вместо полноценного моделирования геометрии активной зоны реактора ИР-8, а также моделирования изменения спектра нейтронов при их транспортировке по ГЭК, нейтроны в модели разыгрывались со спектральной плотностью, представляющей из себя сумму Максвелловского распределения в тепловой области и модернизированного распределения Ферми в эпитепловой [13]:

$$\frac{d\Phi_n}{dE} = \Phi_{th} \left(\frac{E}{kT_n} e^{-\frac{E}{kT_n}} + CR \cdot \frac{\Delta(\frac{E}{kT_n})}{E^{1+\alpha}} \right), \quad (3)$$

где Φ_{th} — плотность потока тепловых нейтронов [$\frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$], CR — вклад эпитепловых нейтронов в общий поток, k — постоянная Больцмана [$\frac{1}{\text{эВ} \cdot \text{К}}$], T_n — температура нейтронного газа [К], $\Delta(\frac{E}{kT_n})$ — функция переходной области, отвечающая за сшивку двух распределений. Параметр α описывает отклонение реальной спектрально плотности потока нейтронов в эпитепловой области от распределения Ферми. Данный параметр позволяет варьировать наклон спектра в эпитепловой области, тем самым определяя долю высокоэнергетических нейтронов. Подобная деформация спектра преимущественно обусловлена эффектами замедления, поглощения и утечки нейтронов при транспортировке в сложной геометрии. В настоящей работе вклад быстрых нейтронов считается несущественным.

Для определения нейтронных характеристик пучка было проведено моделирование эксперимента с помощью программного обеспечения "Serpent". В модели генерировались нейтроны внутри источника, распределённые по спектру (3). Для сгенерированных нейтронов в программе решалось

уравнение переноса и определялись полученные в образцах мишеней активности исследуемых изотопов. Зависимость активностей образцов от параметров спектральной плотности нейтронов Φ_{th} , T_n , α и CR представлялась следующим образом:

$$A_i^{(model)} = \Phi_{th}(\gamma_i(T_n) + CR \cdot \beta_i(\alpha)), \quad (4)$$

здесь функции $\gamma_i(T_n)$ и $\beta_i(\alpha)$ - определяют зависимость активности образцов от их нейтронно-физических характеристик и геометрии эксперимента. Данные функции были определены численно с помощью метода Монте-Карло.

Искомые параметры нейтронного потока определялись помощью минимизации функции χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{A_i^{exp} - A^{(model)_i}}{\sigma_i} \right)^2 + \left(\frac{T_n - 317}{15} \right)^2 \quad (5)$$

с учетом ожидаемой температуры нейтронного газа $T_n = 317 K$, оцененной по показаниям температуры замедлителя на пульте ИР-8. При этом допускалось, что в каждой из трёх серий измерений величина абсолютной нормализации потока Φ_{th} является индивидуальной, тогда как остальные параметры являются общими для всех серий. Полученные оптимальные значения параметров модели:

$$CR = 0,168 \pm 0.014$$

$$\alpha = 0,54 \pm 0.03$$

$$T_n = 317 \pm 15$$

Сопоставление смоделированных активностей образцов представлено в таблице 3. Итоговая форма реконструированной спектральной плотности потока нейтронов на ГЭК-11 ИР-8 представлена на рисунке 2

Тепловой поток, $\frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$	Мишень	$A_i^{(\text{model})}$, Бк	$\frac{A_i^{\text{model}} - A_i}{\sigma_i}$
$\Phi_{th} = 14,7 \cdot 10^5$	Au	482	0,2
	Au в кадмии	280	-0,4
$\Phi_{th} = 2,5 \cdot 10^5$	Mn	1630	0,3
	Au	2500	3,0
	In	28330	-0,6
	W	1280	0,9
$\Phi_{th} = 4,6 \cdot 10^5$	In	53280	-1,2
	In в кадмии	8700	2,0

Таблица 3 — Сопоставление модельных активностей с экспериментальными

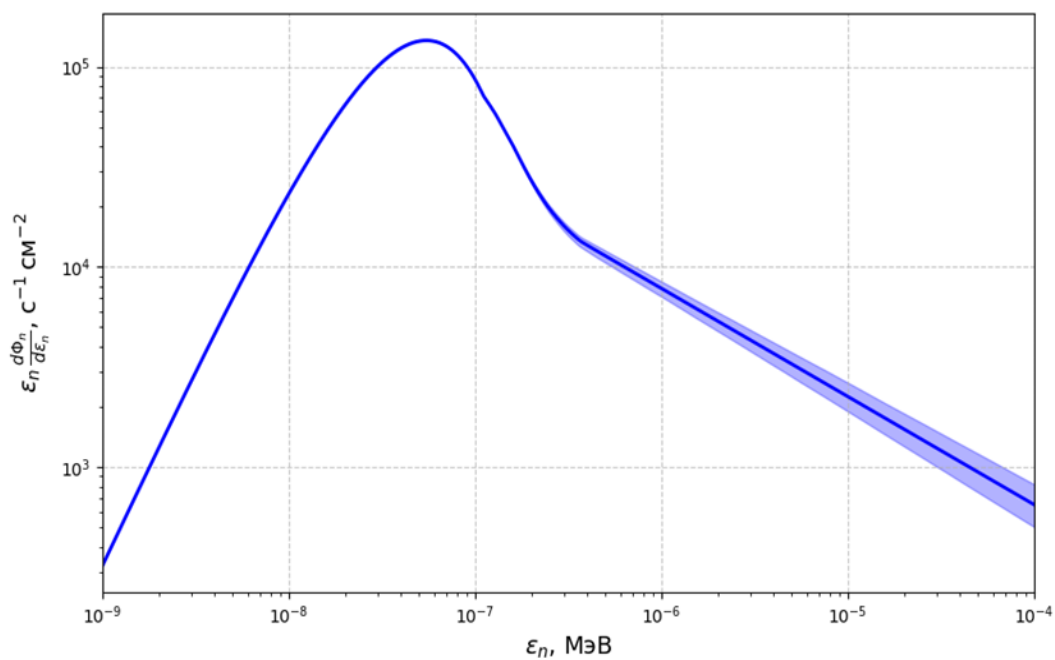


Рисунок 2 — Реконструированная спектральная плотность потока нейтронов.

2. ВЕРИФИКАЦИЯ РАБОТЫ МОДЕЛИ НА РАСЧЁТЕ ДИНАМИКИ ОДНОГРУППОВЫХ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ

При помощи программного обеспечения "Serpent", используемого в разрабатываемой модели для расчёта динамики активностей продуктов деления ядерного топлива, был проведён расчёт динамики одогрупповых сечений деления и атомных плотностей изотопов ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu в составе ядерного топлива реактора ВВЭР-1000. Данный расчёт проводился с целью вычисления неопределённостей долей деления топлива при расчёте антинейтринного потока реактора. Для этого была смоделирована геометрия ТВС (тепловыделяющая сборка топлива), с учётом правильного относительного расположения ТВЭЛ, ТВЭГ и каналов для отвода газообразных продуктов деления топлива. В качестве типа ТВС рассматривались модели С49G6 с обогащением по ^{235}U 4.92%, С49Z4 обогащения 4.85% и С44Z4 с обогащением 4.34% [14]. Уравнение переноса нейтронов решалось в программе с учётом граничных условий отражения. Заложенная в модель геометрия представлена на рисунке 3. Результаты расчётов приведены на графиках 4 и 5.

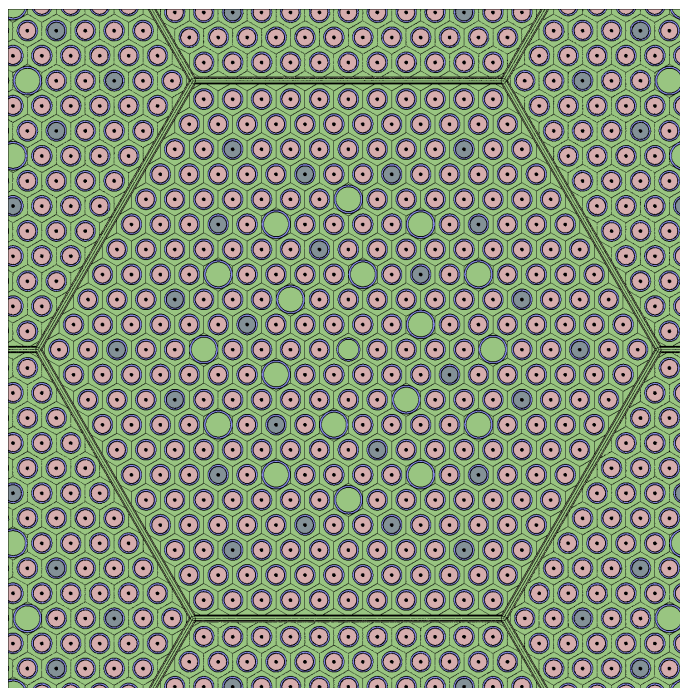


Рисунок 3 — Пример заложённой в модель геометрии ТВС ВВЭР-1000 модификации С49Z4.

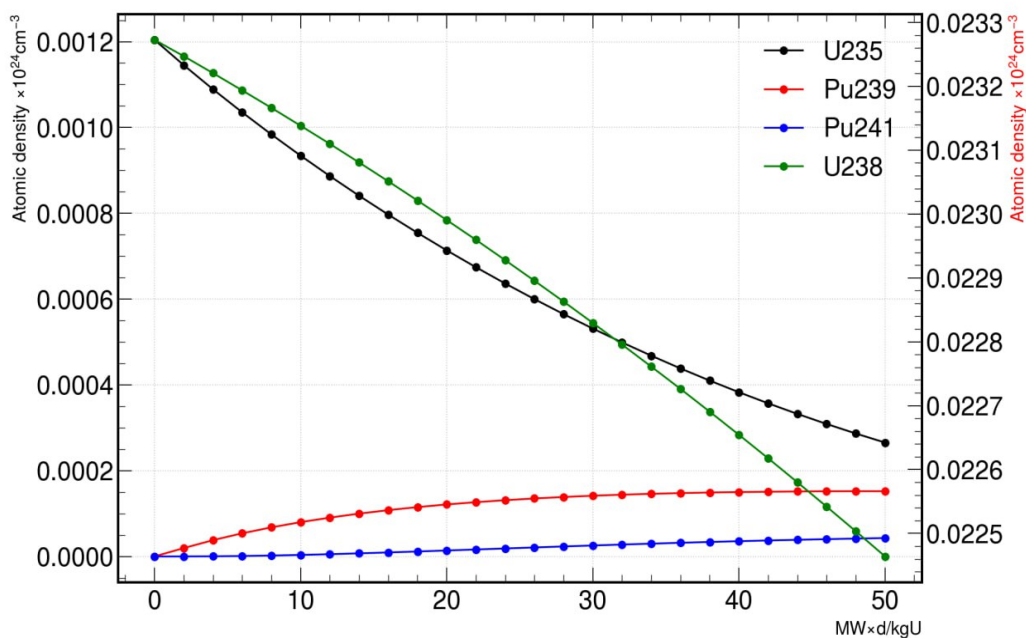


Рисунок 4 — Динамика атомных плотностей основных изотопов в топливе реактора ВВЭР-1000.

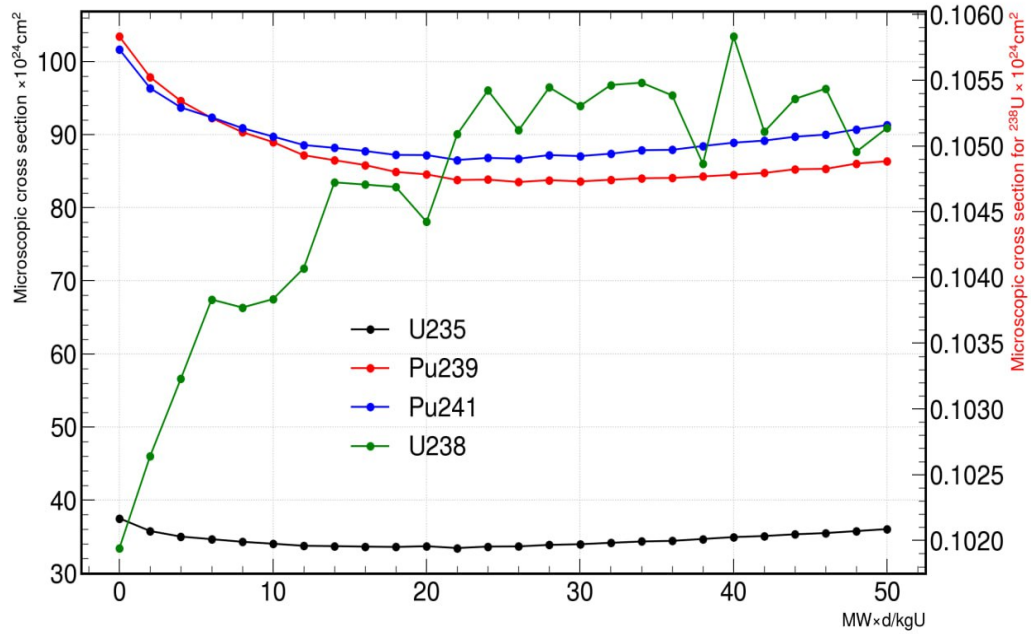


Рисунок 5 — Динамика одногрупповых микроскопических сечений деления изотопов.

Полученные данные были сопоставлены с результатами расчётов, полученных в работе [15] для реакторов типа PWR:

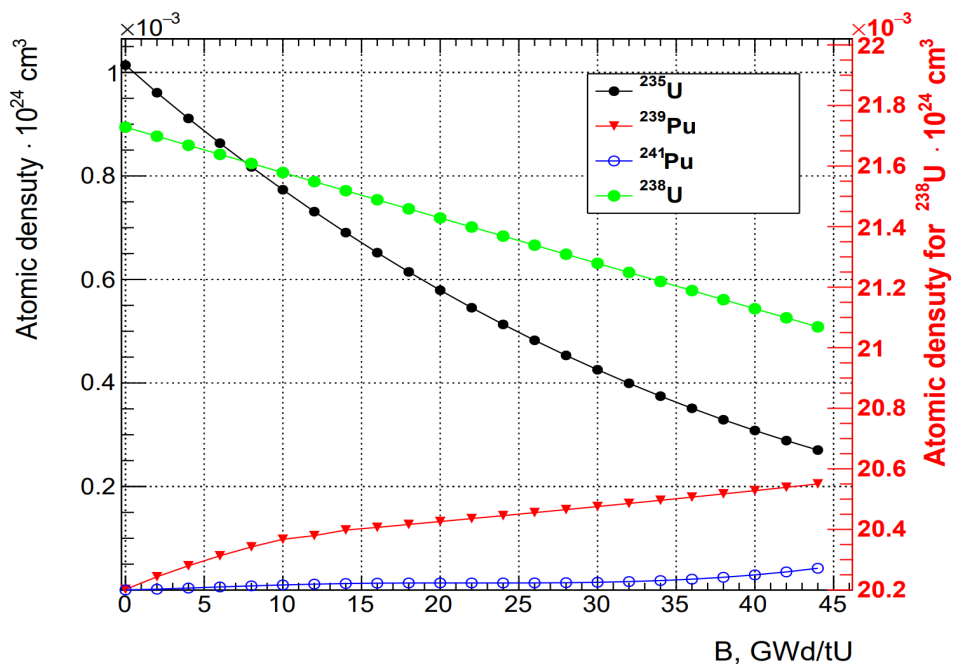


Рисунок 6 — Динамика атомных плотностей изотопов, рассчитанная для реакторов типа PWR.

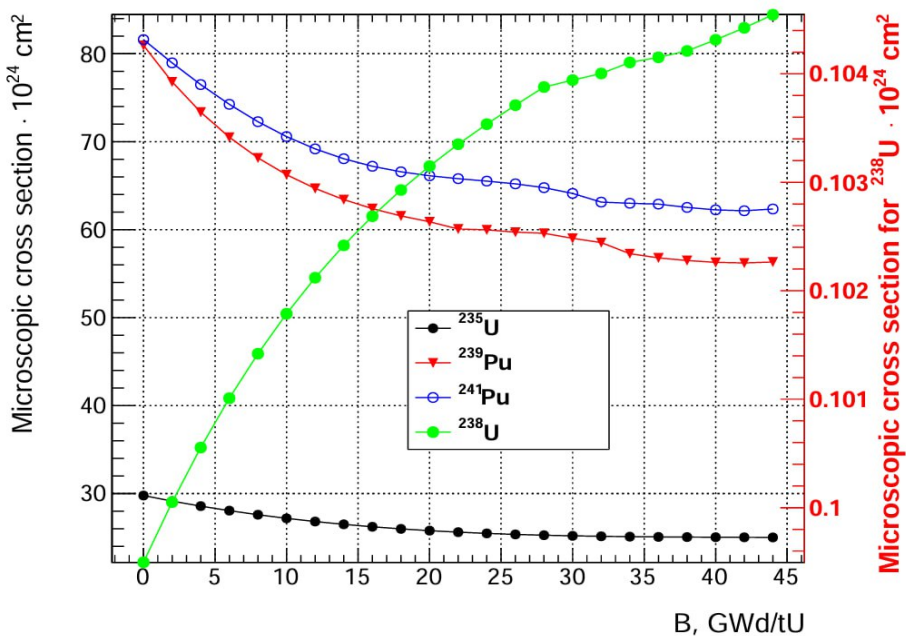


Рисунок 7 — Динамика одногрупповых микроскопических сечений деления, рассчитанная для реакторов типа PWR.

Основными отличиями реакторов типа PWR, от ВВЭР-1000 являются геометрия ТВС, выполненной в виде квадратной решётки и степень обогащения топлива по ^{235}U [16]. В следствие этих двух факторов изменяется конфигурация нейтронного поля в активной зоне реактора, что сказывается на нормировках представленных кривых. За исключением нормировки, форма и динамика зависимостей одногрупповых сечений и атомных плотностей изотопов топлива, полученных в используемой нами модели хорошо соотносится с результатами, полученными в работе [15]. Из этого можно заключить, что используемая нами модель корректно считает динамику активностей продуктов деления топлива в сложной геометрии.

3. РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА РАСЧЁТА НЕРАВНОВЕСНЫХ СПЕКТРОВ НА ОСНОВЕ ВЕРИФИЦИРОВАННОЙ ПРОГРАММЫ

На основе верифицированной на экспериментальных данных и расчётах модели для определения динамики активностей продуктов деления ядерного топлива был реализован алгоритм для расчёта неравновесного спектра $\bar{n}u_e$ и β -частиц данных продуктов, который заключался в последовательном сложении спектров от каждого изотопа в соответствии с их весом (удельной активностью) по формуле:

$$S(E, t) = \sum_i N_f^{(i)}(t) \rho^{(i)}(E), \quad (6)$$

где $N_f^{(i)}(t) \frac{\text{расп}}{\text{дел}}$ — удельная активность i -ого осколка деления, $\rho^{(i)}(E) \frac{1}{\text{МэВ} \times \text{расп}}$ — энергетический спектр частицы, образовавшейся в результате распада i -ого осколка. В модели используются энергетические спектры продуктов деления рассчитанные методом *ab initio*, полученные в НИЦ "КИ" , в котором все спектры переходов с известными параметрами суммируются в соответствии с их весами.

Разработанная модель была применена для расчёта динамики спектра β -частиц продуктов деления изотопа ^{235}U . С помощью моделирования определялось, как изменяется форма спектра на протяжении 0.1 секунды после облучения мишени в потоке нейтронов ранее реконструированной спектральной плотности. Мишень представляет из себя тонкую фольгу прямоугольной формы. Результаты расчёта модели для времени облучения

$t = 10$ минут представлены на рисунке 8.

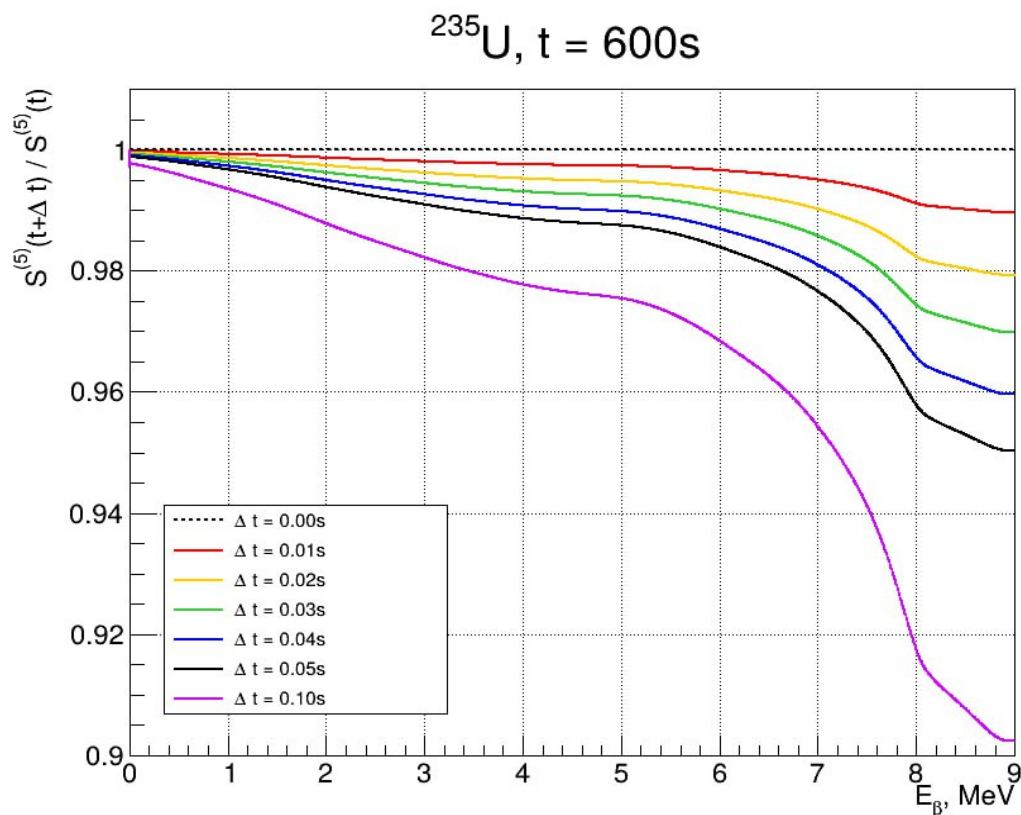


Рисунок 8 — Динамика отношения спектра β -частиц в течение 0.1 секунды после 10 минут облучения мишени ^{235}U к спектру на момент конца облучения.

Результаты данного расчёта динамики необходимы для оценки неравновесных поправок к спектрам β -частиц, определяемым на установке «Бета» [9].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе была проведена верификация разработанной модели расчёта динамики спектров $\bar{\nu}_e$ и β -частиц, испускаемых в результате распада продуктов деления ядерного топлива. С помощью программного обеспечения "Serpent" был промоделирован эксперимент по реконструкции спектральной плотности потока нейтронов на ГЭК-11 ИР-8, расположенного в НИЦ "Курчатовский Институт". Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными, из чего можно сделать выводы, что все поправки на самоэкранирование нейтронных полей в материалах разрабатываемая модель учитывает верно.

Также, для проверки корректности расчёта динамики активностей продуктов деления ядерного топлива, с помощью модели были определены зависимости одногрупповых сечений и атомных плотностей изотопов ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U и ^{241}Pu от глубины выгорания топлива для различных моделей ТВС реактора ВВЭР-1000. Полученные зависимости согласуются с результатами аналогичных расчётов, приведёнными в работе [15].

С помощью верифицированной модели была промоделирована динамика спектра β -частиц продуктов деления изотопа ^{235}U после его облучения нейтронами реконструированной спектральность плотности потока.

Таким образом, разработанная модель расчёта динамики спектров может быть использована для моделирования различных неравновесных процессов в физике реакторных антинейтрино и возвращает корректные результаты, согласующиеся с экспериментальными данными.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Reines F., Cowan C. L.* Detection of the free neutrino // Phys. Rev. — 1953. — Т. 92. — С. 830—831. — DOI: [10.1103/PhysRev.92.830](https://doi.org/10.1103/PhysRev.92.830).
2. Sterile Neutrino Search at the NEOS Experiment / Y. J. Ko [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2017. — Т. 118, № 12. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.118.121802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.121802).
3. Constraints on θ_{13} from A Three-Flavor Oscillation Analysis of Reactor Antineutrinos at KamLAND / A. Gando [и др.] // Phys. Rev. D. — 2011. — Т. 83. — С. 052002. — DOI: [10.1103/PhysRevD.83.052002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.052002).
4. Измерение выгорания ядерного топлива в реакторе по нейтринному излучению / В. А. Коровкин [и др.] // Атомная энергия. — 1984. — С. 214—218.
5. Дистанционное измерение мощности и энерговыработки реактора нейтринным методом / Ю. В. Климов [и др.] // Атомная энергия. — 1994. — С. 130—135.
6. *Копейкин В. И.* Спектроскопия реакторных антинейтрино : Автореферат диссертации на соискание ученой степени д-ра физ.-мат. наук : 01.04.16 – физика ядра и элементарных частиц / Копейкин Владимир Иванович. — Москва : Российский научный центр «Курчатовский Институт», 2003. — УДК 539.12.
7. *Копейкин В. И., Скорохватов М. Д.* Особенности протекания реакции обратного бета-распада на протоне в потоке антинейтрино ядерного реактора // Ядерная физика. — 2017. — Т. 80, № 2. — С. 142—150. — DOI: [10.7868/S004400271702023](https://doi.org/10.7868/S004400271702023).
8. Updated Summation Model: An Improved Agreement with the Daya Bay Antineutrino Fluxes / M. Estienne [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. —

Т. 123. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.123.022502](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.022502). — Received 21 January 2019; revised manuscript received 2 April 2019; published 9 July 2019.

9. *Копейкин В., Панин Ю., Сабельников А.* Измерение отношения кумулятивных спектров бета-частиц от продуктов деления ^{235}U и ^{239}Pu для решения задач физики реакторных антинейтрино // Ядерная физика. — 2021. — Т. 84, № 1. — С. 3–11. — DOI: [10.1134/S0044002721010076](https://doi.org/10.1134/S0044002721010076).
10. The accuracy and precision of the experimental α -determination in the $1/E^{(1+\alpha)}$ epithermal reactor-neutron spectrum / F. De Corte, K. Sordo-El Hammami, L. Moens [и др.] // J. Radioanal. Chem. — 1981. — Т. 62, № 1/2. — С. 209–255. — DOI: [10.1007/BF02517352](https://doi.org/10.1007/BF02517352).
11. *Pham N., Vuong H.* Measurement of neutron energy spectrum at the radial channel No. 4 of the Dalat reactor // SpringerPlus. — 2016. — Т. 5. — С. 863. — DOI: [10.1186/s40064-016-2526-2](https://doi.org/10.1186/s40064-016-2526-2).
12. *Канагатова Г., Борзаков С., Храдко К.* Определение потока нейтронов на установке ИРЕН // Письма в ЭЧАЯ. — 2019. — Т. 16, вып. 222, № 3. — С. 251–260.
13. *К. Бекури К. В.* "Нейтронная физика". — Москва : Атомиздат, 1968. — С. 281.
14. The X2 benchmark for VVER-1000 reactor calculations: Results and status / T. Lötsch [и др.] // International Conference “Novel Vision of Scientific & Technical Support for Regulation of Nuclear Energy Safety: Competence, Transparency, Responsibility” dedicated to the 25th Anniversary of the SSTC NRS. — SSTC NRS. Kiev, Ukraine, 22.03.2017–23.03.2017.
15. *Ma X. B., Qiu R. M., Chen Y. X.* A new MC-based method to evaluate the fission fraction uncertainty at reactor neutrino experiment // Nuclear Physics

- A. — 2017. — Т. 957. — С. 270—280. — DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2016.12.005](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2016.12.005). — arXiv: [1607.02894](https://arxiv.org/abs/1607.02894) [hep-ex] ; — 10 pages, 5 figures, conference.
16. *Перепелица Н.* Дистанционирующие решётки со смесительными элементами для ТВС PWR // Атомная техника за рубежом. — 2018. — Т. 36, № 3. — С. 10—16.