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

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 539.1.074.3

ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО МОДУЛЯ ДЕТЕКТОРА РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО НА ОСНОВЕ ПЛАСТИКОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

Студент	Д. С. Прокопов
Научный руководитель	Д.В.Попов
Научный консультант	Д. А. Чмыхало

Москва2025

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО МОДУЛЯ ДЕТЕКТОРА РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО НА ОСНОВЕ ПЛАСТИКОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

Студент	Д. С. Прокопов
Научный руководитель	Д. В. Попов
Научный консультант	Д. А. Чмыхало
Рецензент	А.В. Охотников
Секретарь ГЭК,	
к.фм.н.	А. А. Кириллов
Зав. каф. №40,	
д.фм.н., проф.	М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

	водо			0
1	Per	истра	ция антинейтрино	5
	1.1	Конст	грукция детектора реакторных антинейтрино на основе	
		пласт	икового сцинтиллятора	8
		Нейтр	ронный поглотитель на основе ¹⁰ В	10
		Нейтр	ронный поглотитель на основе ⁶ Li	12
		Нейтр	онный поглотитель на основе кадмия или гадолиния .	13
2	Mo	делир	ование измерительного модуля детектора	14
	2.1	Кали	бровка модели модуля детектора	14
	2.2	Иссле	едование зависимости интенсивности позитронного и ней-	
		тронн	юго сигналов от размеров пластикового сцинтиллятора	18
		2.2.1	Определение зависимости количества регистрируемых	
			фотонов от размеров сцинтиллятора	18
		2.2.2	Исследование зависимости эффективности захвата ней-	
			тронов от размеров сцинтиллятора	19
		2.2.3	Оптимизация размеров сцинтиллятора	20
	2.3	Иссле	едование различных нейтронных поглотителей	23
		2.3.1	Модель нейтронного поглотителя с использованием	
			$B_2O_3:ZnS(Ag)$	23
		2.3.2	Модели нейтронных поглотителей с использованием	
			LCS, Cd, Gd	28
		2.3.3	Сравнение нейтронных поглотителей	31
		2.3.4	Определение времен жизни нейтрона в поглотителях	31
За	аклю	очение	,	35
C	писо	к испо	льзованных источников	35

ВВЕДЕНИЕ

На текущий момент в России развивается малая атомная энергетика (MAЭ) с целью обеспечения энергоресурсами удалённых районов и производств. В частности, перспективным считается производство плавучих атомных энергоблоков (ПАЭБ) [1]. В связи с этим развитие атомной промышленности потребовало введения средств мониторинга количества и качества находящегося в корпусе реактора ядерного материала для обеспечения безопасности распространения атомной энергетики. Одним из возможных решений этой проблемы представляется использование средств мониторинга, основанных на регистрации реакторных антинейтрино.

Идея о возможности применения антинейтринного метода контроля состояния ядерных реакторов впервые была предложена и исследована в Курчатовском институте в 1970-ых годах Л. А. Микаэляном и А.А. Боровым [2; 3]. Данный метод основан на регистрации электронных антинейтрино, излучаемых в результате каскада бета-распадов продуктов деления изотопов ядерного топлива. Антинейтрино являются индикаторами протекания цепной реакции деления в активной зоне реактора. Предложенный метод позволяет решать следующие задачи:

- Дистанционный контроль энерговыработки реактора;
- Мониторинг отработавшего ядерного топлива;
- Выявление несанкционированных режимов работы реактора (наработка оружейного плутония).

Эффективность антинейтринного метода контроля была подтверждена сотрудниками Курчатовского института на экспериментах на Ровенской АЭС [4] и в Бюже, Франция [5]. На текущий момент основным российским проектом является детектор iDREAM на Калининской АЭС [6]. В других странах активно работают эксперименты Daya Bay (Китай) [7], КаmLAND (Япония) [8], PROSPECT (США) [9]. Также планируются эксперименты JUNO (Китай) [10], NuLat (США) [11] и WATCHMAN (США). Текущие исследования направлены на тестирование и развитие методов контроля состояния реактора. Целью данной работы является моделирование измерительного модуля детектора реакторных антинейтрино на основе пластикового сцинтиллятора. Результаты моделирования планируется использовать при создании детектора.

Реакторные антинейтрино регистрируются по реакции обратного бетараспада (ОБР):

$$\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n \tag{1}$$

Регистрация позитрона, которая сопровождается процессами его торможения, аннигиляции, распространения аннигиляционных гамма-квантов, происходит в течение нескольких наносекунд. Длительность замедления и диффузии нейтрона достигает микросекундных значений. Далее, в результате захвата нейтрона, происходит образование заряженных частиц или гамма-квантов (в зависимости от типа используемого нейтронного поглотителя). Разделение во времени позитронного и нейтронного сигналов позволяет использовать метод задержанных совпадений для выделения антинейтринных событий на фоне других.

Использование Монте-Карло моделирования дает возможность определить оптимальные характеристики и провести симуляцию метода задержанных совпадений в детекторе реакторных антинейтрино. Однако, первоначально необходимо решить **следующие задачи**:

- Проведение калибровки модели модуля детектора по экспериментальным данным;
- Определение оптимальных размеров пластикового сцинтиллятора;
- Исследование различных нейтронных поглотителей и выбор наиболее подходящего из них.

1. РЕГИСТРАЦИЯ АНТИНЕЙТРИНО

Принципом работы ядерного реактора является самоподдерживающая цепная реакция деления тяжелых ядер, сопровождающаяся выделением энергии. Основными компонентами ядерного топлива являются изотопы урана и плутония (²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu, ²⁴¹Pu), которые вносят 99% вклад в тепловую мощность реактора. В результате бомбардировки ядра нейтронами, как правило, образуется два нейтроноизбыточных изотопа:

$${}^{1}n + {}^{235}U \to {}^{A_{x}}X + {}^{A_{y}}Y + k \cdot {}^{1}n,$$
 (1.1)

где k - число нейтронов, образованных в результате реакции.

Продукты реакции претерпевают цепочку в среднем из 6 бета-распадов, в результате которых образуется в среднем 6 антинейтрино с энергией 0÷15 МэВ. Однако текущие экспериментальные возможности позволяют зарегистрировать антинейтрино с энергией не более 9 МэВ. Спектр реакторных антинейтрино представляется в следующем виде:

$$\rho(E_{\bar{\nu}_e}, t) = \sum_i \alpha_i(t) \cdot \rho_i(E_{\bar{\nu}_e}), \qquad (1.2)$$

где $\rho_i(E_{\bar{\nu}_e})$ – кумулятивные спектры продуктов деления ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu, ²⁴¹Pu [12] (рис.1.1), $\alpha_i(t)$ – доли делений изотопов в момент времени t (рис.1.2), i - массовое число изотопа.



Рисунок 1.1 — Спектры электронных антинейтрино от изотопо
в 235 U, 239 Pu, 238 U, 241 Pu



Рисунок 1.2 — Зависимость вклада изотопов в число делений в течение годичного цикла работы реактора. В среднем вклад изотопа составляет 0.56, 0.31, 0.07, 0.06 для 235 U, 239 Pu, 238 U, 241 Pu соответственно.

Стоит отметить, что антинейтринное излучение происходит не только за счет деления ядер урана и плутония. Например, источником реакторных антинейтрино также служит захват нейтронов в материалах активной зоны реактора [13]. Вклад таких поправок в интенсивность антинейтринного сигнала составляет порядка 3% и существен только в области энергий $3 \div 3, 5$ МэВ, поэтому их можно считать пренебрежимо малыми.

Регистрация реакторных антинейтрино происходит по реакции об-

ратного бета-распада (ОБР) [14; 15]:

$$\bar{\nu}_e + p \to e^+ + n \tag{1.3}$$

с пороговой энергией

$$E_{thr} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2 \cdot m_p} \approx 1.8 \text{ M} \circ \text{B}$$

Сечение ОБР при энергиях реакторных антинейтрино крайне мало (порядка 10⁻⁴³ бн), поэтому целесообразно использовать детекторы с большим объёмом рабочего вещества и высоким содержанием ядер водорода, например на основе пластиковых сцинтилляторов. В результате реакции ОБР образуются быстрый позитрон с энергией порядка нескольких МэВ и нейтрон с энергией порядка $10 \div 20$ кэВ. Позитрон теряет свою энергию в рабочем веществе за счет ионизационных и радиационных потерь, черенковского излучения. Далее происходит его аннигиляция с электроном с образованием двух гамма-квантов с энергией 0,511 МэВ у каждого. Эти процессы суммарно происходят за несколько наносекунд. Нейтрон замедляется в рабочем веществе и диффундирует до момента захвата за время порядка микросекунд. В результате наблюдаются 2 сигнала — мгновенный, от регистрации позитрона, и задержанный, полученный в результате замедления и захвата нейтрона. Таким образом, можно реализовать метод задержанных совпадений, где основным является позитронный сигнал. Регистрация нейтрона позволяет отделить полезный сигнал от фона.

Отметим, что в результате регистрации позитрона можно восстановить его энергию, которая линейно связана с энергией антинейтрино:

$$E_{e^+} \approx E_{\bar{\nu}_e} - E_{thr} + 2m_e c^2 \approx E_{\bar{\nu}_e} - 0,78 \text{ M} \Rightarrow B$$
 (1.4)

1.1. КОНСТРУКЦИЯ ДЕТЕКТОРА РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО НА ОСНОВЕ ПЛАСТИКОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

Детектор реакторных нейтрино состоит из нескольких модулей, каждый из которых можно считать отдельным регистрирующим звеном. Конструкция детектора представлена на рисунке 1.3. Количество модулей в детекторе варьируемо и определяет величину статистики регистрируемого потока реакторных антинейтрино. Число реакций ОБР в сутки обратно пропорционально квадрату расстояния от реактора до детектора и определяется формулой:

$$n = \frac{\langle \sigma \rangle F N_{\rm H}}{4\pi R^2},\tag{1.5}$$

где n – число реакций ОБР, проходящих в рабочей зоне детектора; $\langle \sigma \rangle = \sum_{i} \alpha_{i} \sigma^{(i)}$, где $\sigma^{(i)}$ – выход ОБР на деление *i*-того изотопа; F – число делений в активной зоне реактора в сутки; $N_{\rm H}$ – число ядер водорода в рабочей области детектора; R – расстояние между реактором и детектором. Например, в детекторе с массой рабочего вещества ~1 тонна, содержащей $N_{\rm H} = 7 \cdot 10^{28}$ ядер водорода, число реакций ОБР n достигает значений $n = (680 - 2700) \frac{1}{\rm сутки}$ в диапазоне $R = 10 \div 20$ м (для реактора ВВЭР-1000).

Стоит отметить, что не все события ОБР могут быть зарегистрированы. Сцинтилляционные детекторы с этой точки зрения обладают высокой эффективностью, достигающей ~80%. Следовательно, среднесуточное число зарегистрированных нейтрино в детекторе массой 1 тонна может достигать значений 500 ÷ 2000 штук.

Очевидно, что при увеличении рабочего объема детектора, а следовательно и его массы, растет статистика событий, то есть точность результатов. Для достижения погрешности порядка 3-5% необходимо использовать детектор с массой рабочего вещества не менее 1 тонны. Антинейтринный детектор с такими параметрами включает в себя порядка 400 модулей.

Как уже было отмечено, каждый модуль является автономным реги-



Рисунок 1.3 — Конструкция детектора реакторных антинейтрино на основе пластикового сцинтиллятора

стрирующим звеном. Схема модуля детектора реакторных антинейтрино представлена на рисунке 1.4.



Рисунок 1.4 — Схема модуля детектора реакторных антинейтрино

Основным рабочим веществом модуля является богатый водородом пластиковый сцинтиллятор из полистирола $(C_8H_8)_n$ с добавлением р-терфенила $C_{18}H_{14}$ и POPOP - 1,4-бис (5-фенилоксазол-2-ил) бензол $C_{24}H_{16}N_2O_2$. С целью уменьшения неоднородности светособирания и увеличения количества регистрируемых фотонов сцинтиллятор покрыт слоем тайвека. Сцинтилляционные фотоны регистрируются с помощью ФЭУ N4021-2 с диаметром фотокатода 46,5 мм.

Нейтрон термализуется в водородосодержащей среде сцинтиллятора и захватывается в нейтронном поглотителе. Конструкция поглотителя зависит от типа используемого рабочего вещества. В качестве нейтронных поглотителей используют ¹⁰B, ⁶Li, ¹¹⁴Cd, ¹⁵⁷Gd [16]. Рассмотрим каждый из этих вариантов.

НЕЙТРОННЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ НА ОСНОВЕ ¹⁰В

Захват нейтрона происходит по реакции:

¹⁰B +
$$n \rightarrow^{4}$$
 He +⁷ Li + 2,79 M₉B (6%)
 \rightarrow^{4} He +⁷ Li^{*} + 2,31 M₉B (93,9%)
 \downarrow
⁷Li + γ (0,48 M₉B)

В качестве нейтронного поглотителя можно использовать белый порошок B₂O₃:ZnS(Ag) с размером гранул 300-800 мкм [17; 18]. Образованные ядра ⁴He, ⁷Li ионизируют и возбуждают молекулы сцинтиллятора ZnS(Ag), которые, переходя в основное состояние, излучают фотоны сцинтилляции. Сечение захвата теплового нейтрона ядром ¹⁰В составляет 3840 барн.



Рисунок 1.5 — Схема взаимодействия теплового нейтрона с гранулой В₂О₃:ZnS(Ag)

Использование нейтронного поглотителя на основе бора аргументируется высокой эффективностью захвата нейтронов, видимым диапазоном светоиспускания (400-500 нм), а также низкой стоимостью [19].

Одна из возможных конструкций нейтронного поглотителя представлена на рисунке 1.6.



Рисунок 1.6 — Нейтронный поглотитель на основе B₂O₃:ZnS(Ag)

Гранулы борного порошка окружены оптически-прозрачным соединением. Фотоны сцинтилляции, образованные в результате ионизации и возбуждения ZnS(Ag) ядрами гелия и лития, попадают в оптоволокна (файберы). Оптоволокно представляет собой цилиндр из полистирола радиуса $R_{in} = 0,98$ мм, окруженный оболочкой РММА (полиметилметакриллат) толщиной 0,02 мм (рис. 1.7). Фотоны, попадающие в оптоволокно, удерживаются в его сердцевине за счёт явления полного внутреннего отражения на границе раздела сердцевины и оболочки, что обеспечивает их распространение вдоль волокна с минимальными потерями. На выходе из файбера световой сигнал регистрируется с помощью фотоумножителя (например, SiPM).



а) Конструкция оптоволокна



б) Спектры поглощения и излучения для различных оптоволокон (Y-7, Y-8, Y-11)

Рисунок 1.7 — Параметры оптоволокна

Для улучшения светособирания нейтронный поглотитель окружается светоотражающим веществом, например тайвеком.

НЕЙТРОННЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ НА ОСНОВЕ ⁶LI

Захват нейтрона происходит по реакции:

$${}^{6}\mathrm{Li} + n \to {}^{4}\mathrm{He} + {}^{3}\mathrm{H} + 4.8 \mathrm{M}\mathfrak{s}\mathrm{B}$$
(1.6)

Сечение захвата теплового нейтрона составляет 945 барн.

В качестве нейтронного поглотителя можно использовать $Li_2CaSiO_4:Eu^{2+}$ (LCS). LCS представляет собой поликристаллы размером 10-30 мкм в связующем слое (рис.1.9). Вещество наносится на боковые стороны пластикового сцинтиллятора в виде краски в несколько слоев.





В результате реакции захвата нейтрона литием образуется альфачастица и ядро трития с энергиями 2 и 2,8 МэВ соответственно. Пробег альфа-частицы в веществе составляет 3-4 мкм, трития — 28-30 мкм. Продукты реакции попадают в вещество сцинтиллятора, образуя световую вспышку. Полученный свет распространяется в оптоволокнах и регистрируется фотоумножителями.

Преимуществами такого нейтронного поглотителя являются быстрая кинетика высвечивания, практически гарантированное получение света после захвата нейтрона на ⁶Li (благодаря прозрачности к собственному излучению).

НЕЙТРОННЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ НА ОСНОВЕ КАДМИЯ ИЛИ ГАДОЛИНИЯ

В качестве нейтронного поглотителя можно использовать кадмий или гадолиний. Эти вещества обладают высоким сечением захвата: 254000 барн для ¹⁵⁷Gd, 60900 барн для ¹⁵⁵Gd, 49000 барн для природной смеси гадолиния; 20600 барн для ¹¹⁴Cd, 3800 барн для природной смеси кадмия. В результате захвата нейтрона кадмии или гадолинии излучается множество гамма-квантов суммарной энергии 9 МэВ, часть из которых регистрируется в пластиковом сцинтилляторе [20]. Спектр излучения в результате нейтронного захвата на Gd представлен на рисунке 1.8.



Рисунок 1.9 — Спектр гамма-излучения Gd в результате нейтронного захвата

Основными премуществами таких поглотителей являются высокая эффективность захвата нейтронов, простота изготовления (кадмиевые листы или гадолиниевая краска), низкая стоимость. Однако одной из основных проблем представляется сложность в предсказании и анализе спектра гамма-излучения.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО МОДУЛЯ ДЕТЕКТОРА

2.1. КАЛИБРОВКА МОДЕЛИ МОДУЛЯ ДЕТЕКТОРА

Проверка правильности работы модели модуля детектора проводилась путем сравнения экспериментально измеренных и смоделированных графиков неоднородностей светособирания, определения длины ослабления света и световыхода пластикового сцинтиллятора. Схема экспериментальной установки и соответствующая ей модель представлены на рисунке 2.1. В качестве источника гамма-излучения используется ¹³⁷Cs с энергией 662 кэВ.



б) Модель пластикового сцинтиллятора

Рисунок 2.1 — Установка для калибровки модели пластикового сцинтиллятора

Неоднородность светособирания — параметр, характеризующий зависимость количества собираемого света от координаты взаимодействия:

$$h(x) = \frac{\bar{\mu}(x)}{\bar{\mu}(l/2)} - 1, \qquad (2.1)$$

где $\bar{\mu}(x)$ - значение положения пика комптоновского края, если источник находится в точке x; l - длина пластикового сцинтиллятора.

Длина ослабления света определяется путем соотношения неоднородностей светособирания, построенных по экспериментально измеренному и смоделированному спектру, в пределах погрешности. Основной вклад вносят статистическая погрешность, а также погрешность фитирования.

Длина ослабления света — длина, на которой интенсивность прямого светового потока уменьшается в *e* раз. То есть, интенсивность собираемого света, а значит и положение пика комптоновского края зависит экспоненциально от прозрачности материала и определяется законом Бугера:

$$\mu(x) = \mu(0) \cdot e^{-\frac{x}{\lambda}}, \qquad (2.2)$$

где λ - длина ослабления света. Аппроксимация графика неоднородности функцией 2.2 позволяет определить истинное значение λ .

Световыход — среднее число фотонов люминесценции на 1 МэВ потерянной энергии. Этот параметр можно определить соотношением разрешений пика комптоновского края экспериментального и теоретически смоделированного спектров. Стоит отметить, что на разрешение пика для экспериментального спектра влияют неоднородность светособирания и шумы электроники. Поэтому для определения истинного значения световыхода сцинтиллятора необходимо избавиться от этих факторов, получив по итогу прецизионно-измеренный спектр.

Для проведения калибровки модели использовался экспериментальный образец пластикового сцинтиллятора из полистирола с добавлением POPOP и p-терфенил размерами 5 см · 5 см · 70 см.

Были сняты экспериментальные спектры гамма-излучения ¹³⁷Cs при расположении источника на расстоянии (5÷65) см от ФЭУ с шагом 10 см. На рисунке 2.2 представлен график неоднородности светособирания.



Рисунок 2.2 — Экспериментально полученный график неоднородности светособирания

В результате аппроксимации зависимости функцией (2.2) определена длина ослабления света в пластиковом сцинтилляторе $\lambda = (300 \pm 10)$ см.

Далее были смоделированы спектры гамма-излучения ¹³⁷Cs, параметры пластикового сцинтиллятора установлены в соответствии с прозрачностью $\lambda = 300$ см. Соотношение теоретического и экспериментального графика неоднородности представлены на рисунке 2.3.



Рисунок 2.3 — Модельный и экспериментальный графики неоднородности светособирания

Видно, что графики неоднородностей сходятся друг с другом в пределах погрешности. Также были определен световыход пластикового сцинтиллятора. Был снят экспериментальный и получен модельный спектры гамма-излучения ¹³⁷Cs при расположении источника на расстоянии 35 см от ФЭУ (рис. 2.4).



Рисунок 2.4 — Спектры гамма-излучения $^{137}\mathrm{Cs}$ в пластиковом сцинтилляторе

В результате сравнения относительных разрешений пиков комптоновского края получено значение световыхода 10000 фотонов/МэВ. При этом относительное разрешение составляет $\delta = (19, 25 \pm 0.25)$ % для E=477 кэВ (энергия пика комптоновского края).

2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОЗИТРОННОГО И НЕЙТРОННОГО СИГНАЛОВ ОТ РАЗМЕРОВ ПЛАСТИКОВОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА

2.2.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЛИЧЕСТВА РЕГИСТРИРУЕМЫХ ФОТОНОВ ОТ РАЗМЕРОВ СЦИНТИЛЛЯТОРА

Светособирание зависит от размеров пластикового сцинтиллятора. Следовательно, для увеличения количества регистрируемых фотонов необходимо определить оптимальные размеры сцинтиллятора.

В ходе работы разыгрывались моноэнергетичные электроны с энергией 500 кэВ в центре сцинтиллятора в телесный угол 4π . Были измерены средние значения положения пика зарегистрированных фотонов \bar{n}_{ph} для различной длины l и площади поперечного сечения S пластикового сцинтиллятора. Полученные значения были занесены в 2D-гистограмму, изображенную на рисунке 2.5.



Рисунок 2.5 — Гистограмма зависимости количества регистрируемых фотонов от размеров сцинтиллятора

Видно, что при уменьшении размеров сцинтиллятора светособирание

2.2.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ОТ РАЗМЕРОВ СЦИНТИЛЛЯТОРА

Проведено исследование зависимости эффективности нейтронного захвата на водороде от размеров пластикового сцинтиллятора. Разыгрывались нейтроны с энергией 15 кэВ (средняя энергия нейтрона в реакции OБР). Определено количество захваченных на водороде нейтронов для различных длин и площадей поперечного сечения сцинтиллятора. Результаты исследования представлены на рисунке 2.6.





По гистограмме видно, что при увеличении размеров сцинтиллятора эффективность захвата нейтронов на водороде увеличивается.

2.2.3. ОПТИМИЗАЦИЯ РАЗМЕРОВ СЦИНТИЛЛЯТОРА

Критериями оптимальности размера пластикового сцинтиллятора следующие: должны достигаться максимально возможные значения эффективности замедления нейтронов, но при этом минимальная эффективность их захвата на водороде (для преимущественного захвата нейтронов в поглотителе), а также максимальная эффективность светособирания в системе. Для достижения этого условия посчитаны сумма и разность относительных значений этих величин.



Рисунок 2.7 — Сумма и разность гистограмм зависимости количества регистрируемых фотонов и эффективности захвата нейтронов от размеров сцинтиллятора

Условие минимума эффективности захвата и максимума светособи-

рания тождественно условию стремления к единице отношения модуля разности величин к их сумме. Это условие можно представить в виде:

$$\frac{|\eta_{S,l}^{ph} - \eta_{S,l}^{n}|}{\eta_{S,l}^{ph} + \eta_{S,l}^{n}} \to 1,$$
(2.3)

где $\eta_{S,l}^{ph}$ - эффективность светособирания для определенной площади S и длины l сцинтиллятора, $\eta_{S,l}^{ph}$ - эффективность захвата нейтронов для площади S и длины l.

На рисунке 2.8 представлена гистограмма, описывающая отношение разности и суммы эффективностей светособирания и захвата нейтронов.



Рисунок 2.8 — Отношение модуля разности эффективности захвата нейтронов количества регистрируемых фотонов к их сумме

Показано, что максимальное светособирание и минимальная эффективность захвата нейтронов на водороде достигаются в области сечений сцинтиллятора 5.5-6.6 см.

Далее было проведено исследование зависимости эффективности термализации нейтронов от размеров сцинтиллятора. Получены энергетические спектры незахваченных в сцинтилляторе нейтронов, по которым рассчитаны доли тепловых нейтронов к резонансным (E_{res} > 1 эB). Исследование проводилось в ранее уменьшенном диапазоне параметров сцинтиллятора 5.5-6.6 см, результаты представлены на рисунке 2.9.



Рисунок 2.9 — Зависимость доли тепловых нейтронов к резонансным от размеров сцинтиллятора

Поскольку для достижения оптимального размера необходимо достигнуть максимальной эффективности термализации нейтронов в сцинтилляторе и условия, описанного выражением (2.3) были рассчитаны отклонения значений на рисунках (2.8- 2.9) от единицы. Оптимальным размерам сцинтиллятора будет соответствовать минимальная сумма этих отклонений. На рисунке 2.10 представлена гистограмма, описывающая этот расчёт.



Рисунок 2.10 — Отклонение от оптимальности для различных размеров сцинтиллятора

Видно, что минимальное значение соотвествует размерам сцинтиллятора 6.6.70 см.

2.3. ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ НЕЙТРОННЫХ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ

2.3.1. МОДЕЛЬ НЕЙТРОННОГО ПОГЛОТИТЕЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ В₂O₃:ZNS(AG)

На основании рисунка 1.6 был смоделирован нейтронный поглотитель, представленный на рисунке 2.11



Рисунок 2.11 — Модель нейтронного поглотителя с использованием $\rm B_2O_3{:}ZnS(Ag)$

Моделирование гранулы B_2O_3 :ZnS(Ag)

Была смоделирована шарообразная гранула с диаметром в пределах D=(10-800) мкм. В центр гранулы влетает поток тепловых нейтронов (энергии 0.025 эВ). Определяется зависимость эффективности захвата нейтронов и доли незахваченных α -частиц и ядер ⁷Li от размера гранулы. Стоит отметить, что в результате захвата нейтрона ядром ¹⁰В возможны следующие ситуации: α -частица вылетает из гранулы, а ядро Li захватывается в ней; α -частица захватывается, а ядро Li вылетает из гранулы; и α -частица, и ядро Li вылетают из гранулы. Результат представлен в таблице 2.1 и на рис. 2.12,2.13.

Таблица 2.1 — Эффективности захвата нейтронов и вылета частиц из гранулы, где η_n – эффективность захвата нейтронов; η_α – эффективность вылета только α -частиц; η_{Li} – эффективность вылета только ядер ⁷Li; $\eta_{\alpha+Li}$ – эффективность вылета и α -частицы, и ядра ⁷Li; $\eta_{sign} = \eta_\alpha + \eta_{Li} + \eta_{\alpha+Li}$.

Диаметр, мкм	$\eta_n,\%$	$\eta_{lpha},\%$	$\eta_{Li},\%$	$\eta_{\alpha+Li},\%$	$\eta_{sign},\%$
10	3,44	18,60	2,62	9,30	30,52
20	6,83	7,61	1,61	2,93	12,15
30	9,84	5,89	1,12	2,24	9,25
40	12,68	3,39	0,78	1,41	5,60
50	15,61	2,43	0,45	1,35	4,22
60	18,36	2,40	0,44	1,25	4,08
70	21,17	2,17	0,52	1,13	3,83
80	23,84	1,76	0,38	0,76	2,90
90	26,13	1,80	0,23	0,80	2,83
100	28,62	1,47	0,38	0,73	2,59
150	38,88	0,95	0,23	0,44	1,62
200	48,64	0,53	0,20	$0,\!35$	1,09
250	56,35	0,46	0,07	0,34	0,87
300	62,70	0,38	0,13	0,26	0,77
350	68,81	0,31	0,10	0,19	0,60
400	73,49	0,34	0,08	0,18	0,60
450	77,46	0,37	0,05	0,19	0,62
500	80,78	0,42	0,06	0,15	0,63
550	83,93	0,39	0,07	0,13	0,60
600	86,32	0,38	0,07	0,14	0,59
650	88,27	0,35	0,06	0,16	0,57
700	90,11	0,34	0,04	0,14	0,53
750	91,60	0,36	0,05	0,12	0,53
800	92,90	0,36	0,05	0,12	0,52



Рисунок 2.12 — Зависимость эффективности захвата нейтронов от диаметра гранулы



Рисунок 2.13 — Эффективность вылета частиц (только α-частиц; и αчастиц, и ядер Li; хотя бы одной частицы) из гранулы в логарифмическом масштабе

По графикам определено, что при уменьшении размера гранулы эффективность захвата нейтронов уменьшается, а эффективность вылета α частиц и ядер Li растет и достигает 30%

Определение характеристик модели

В ходе моделирования разыгрывались тепловые нейтроны (с энергией 0.025 эВ) в конус с углом при вершине $\pi/2$ (рис.4.1). Определялись следующие характеристики: эффективность захвата нейтронов, доля вылетающих α -частиц и ядер ⁶Li, эффективность регистрации нейтронного поглотителя в зависимости от диаметра гранулы (в диапазоне от 40 до 800мкм). Результаты моделирования представлены в таблице 2.2 и рисунках 2.14-2.16.

Таблица 2.2 — Эффективности захвата нейтронов и вылета частиц, где η_n – эффективность захвата нейтронов; η_{α} – эффективность вылета только ядер ⁶Li; $\eta_{\alpha+Li}$ – эффективность вылета и α -частицы, и ядра ⁶Li; $\eta_{sign} = \eta_{\alpha} + \eta_{Li} + \eta_{\alpha+Li}$; $\eta_{summ} = \eta_{sign} \cdot \eta_n$ – эффективность регистрации нейтронного поглотителя. Под полидисперсным понимается равномерно-распределенный в диапазоне $300\div800$ мкм диаметр.

Диаметр, мкм	$\eta_n, \%$	$\eta_lpha,\%$	$\eta_{Li},\%$	$\eta_{\alpha+Li},\%$	$\eta_{sign},\%$	$\eta_{summ},\%$
40	6,37	5,82	1,37	2,44	9,63	0,613
50	7,72	4,70	0,95	2,14	7,78	0,601
60	9,01	3,57	0,65	1,66	5,88	0,534
70	10,63	3,29	0,77	1,55	5,64	0,597
80	12,06	2,84	0,54	1,35	4,74	0,0571
90	13,22	2,44	0,68	1,14	4,26	0,563
100	14,72	2,36	0,54	1,12	4,01	0,591
150	20,67	1,52	0,35	0,71	2,58	0,534
200	25,88	1,19	0,24	$0,\!57$	1,99	0,516
250	30,54	0,85	0,22	0,47	$1,\!55$	0,474
300	34,61	0,79	0,19	0,40	1,37	0,474
350	37,91	0,72	0,13	0,36	1,20	0,456
400	41,22	0,69	0,14	0,33	1,16	0,479
450	44,23	0,59	0,12	0,30	1,01	0,447
500	46,53	0,50	0,12	0,26	0,89	0,412
550	48,78	0,50	0,14	0,24	0,88	0,431
600	50,37	0,44	0,11	0,26	0,81	0,407
650	52,23	0,40	0,13	0,24	0,77	0,401
700	54,03	0,44	0,14	0,21	0,78	0,422
750	55,57	0,41	0,09	0,19	0,70	0,388
800	56,78	0,42	0,09	0,20	0,72	0,408
Полидисперсный	38,46	0,57	0,11	0,26	0,94	0,363



Рисунок 2.14 — Зависимость эффективности захвата нейтронов в модуле от диаметра гранулы



Рисунок 2.15 — Зависимость эффективности вылета частиц (только α -частиц; и α -частиц, и ядер Li; хотя бы одной частицы) от диаметра гранулы в логарифмическом масштабе



Рисунок 2.16 — Зависимость эффективности регистрации нейтронного поглотителя от диаметра гранулы

Далее проведена аппроксимация зависимости на рисунке 2.14 функцией $f_1 = -a \cdot \log b + a \cdot \log(D^2 + c \cdot D + b)$, а на рисунке 2.15 - функцией $f_2 = d + g \cdot (D + h)^k$, где a, b, c, d, g, h, k – постоянные коэффициенты. Аппроксимируя зависимость на рисунке 2.16 функцией $f = f_1 \cdot f_2$, можно определить максимум эффективности регистрации нейтронного поглотителя. Оптимальным диаметром гранулы будет D = 80мкм. В этом случае эффективность регистрации достигает значения 0,55%. Для использования данного нейтронного поглотителя в детекторе реакторных антинейтрино такой эффективности недостаточно.

2.3.2. МОДЕЛИ НЕЙТРОННЫХ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ LCS, CD, GD

Нейтронный поглотитель на основе кадмия представляет собой металлические листы толщиной 500 мкм, а поглотители с использованием LCS и гадолиния — краску, которая ровным слоем толщиной 500 мкм наносится на боковые ребра сцинтиллятора. Схема сборки на примере из 25 модулей представлена на рисунке 2.17.

Схема модели представлена на рисунке 2.17.



Рисунок 2.17 — Пример сборки из 25 модулей

Нейтрон термализуется в сцинтилляторе (2) размерами 6 · 6 · 70 см и, попадая в нейтронный поглотитель (1), захватывается.

Исследование нейтронного поглотителя с использованием LCS

Было проведено исследование зависимости эффективности захвата нейтронов на 6 Li от толщины поглотителя. Результат представлен на рисунке 2.18.



Рисунок 2.18 — Зависимость эффективности захвата нейтронов от толщины поглотителя

При средней толщине 600 мкм эффективность захвата достигает 10%.

Исследование нейтронного поглотителя с использованием Cd/Gd

Определялась эффективность захвата нейтронов с энергией 15 кэВ, испускаемых изотропно из центра сборки. В результате получены зависимости эффективности захвата нейтронов в сцинтилляторе на водороде, кадмиевых(рис. 2.18), гадолиниевых(рис. 2.19) поглотителях в зависимости от количества модулей в сборке (1, 3х3, 5х5).



Рисунок 2.19 — Эффективность захвата нейтронов в Cd поглотителе



Рисунок 2.20 — Эффективность захвата нейтронов в Gd поглотителе

По графикам видно, что 100% эффективность захвата нейтронов в сборке достигается при ее размерах 5х5 сцинтилляторов.

2.3.3. СРАВНЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ

Было проведено сравнение всех смоделированных нейтронных поглотителей. Стоит отметить, что любом случае доля нейтронов будет захватываться в сцинтилляторах. Была определена максимальная эффективность захвата нейтронов в поглотителях. Результаты представлены в таблице 2.3.

Таблица 2.3 — Доля захваченных в поглотителе нейтронов в зависимости от количества сцинтилляторов в сборке их материала поглотителя.

Количество	Cd,	Gd,	LCS,
сцинтилляторов	0.5 мм	0.5 mm	0.6 мм
1	0.29	0.32	0.13
3.3	0.88	0.88	0.69
5.5	0.91	0.92	0.73
Насыщение	0.92	0.92	0.75

По результатам моделирования видно, что максимальная эффективность захвата нейтронов достигается в поглотителях на основе кадмия и гадолиния. С этой точки зрения использование кадмиевых пластин или гадолиниевой краски наиболее выгодно.

2.3.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕН ЖИЗНИ НЕЙТРОНА В ПОГЛОТИТЕЛЯХ

Схема задержанных совпадений для выделения антинейтринных событий работает по следующему принципу: при регистрации события A открывается временное окно на t мкс вперед. Если за это время регистрируется новое событие B, то открывается новое временное окно на t мкс. Так продолжается до тех пор, пока в течении диапазона t не придет ни одного события. Далее происходит подсчет количества событий в этой группе, и, если число событий равно двум, следует проверка на энергию. Энергия одного из событий должна соответствовать позитрону, второго — захвату нейтрона. Однако необходимо выбрать численное значение временного диапазона t, которое определяется по времени жизни нейтрона в сборке из модулей.

В ходе работы была смоделирована сборка из 400 модулей. Иссле-

довалось распределение по времени жизни нейтрона для поглотителей на основе LCS, Cd, Gd (рис. 2.21-2.23).



Рисунок 2.21 — Распределение по времени жизни нейтрона в поглотителе на основе кадмия



Рисунок 2.22 — Распределение по времени жизни нейтрона в поглотителе на основе гадолиния



Рисунок 2.23 — Распределение по времени жизни нейтрона в поглотителе на основе лития

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{2.4}$$

В результате аппроксимации распределений на рисунках 2.21-2.23 функцией (2.4) определено время жизни τ для каждого из поглотителей. Численные значения составляют $\tau_{Cd} = (28 \pm 2)$ мкс, $\tau_{Gd} = (28 \pm 2)$ мкс, $\tau_{Li} = (153 \pm 5)$ мкс соответственно для поглотителей на основе Cd, Gd, LCS. Для кадмиевого и гадолиниевого поглотителя достаточно открытия временного окна на 100 мкс вперед (для попадания 99% нейтронных сигналов в этот диапазон). Для поглотителя на основе LCS время открытия окна составляет 500 мкс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено моделирование измерительного модуля детектора реакторных антинейтрино на основе пластикового сцинтиллятора.

В ходе работы были получены следующие результаты:

- Определены световыход и длина ослабления света экспериментального образца сцинтиллятора, равные 10000 фотонов/МэВ и 3 м соответственно;
- Для достижения условий максимального светособирания, минимальной эффективности захвата нейтронов на водороде, но при этом маскимальной эффективности их термализации рассчитаны оптимальные размеры сцинтиллятора, равные 6 · 6 · 70 см;
- Проведено сравнение нейтронных поглотителей на основе B₂O₃:ZnS(Ag), Li₂CaSiO₄:Eu²⁺, кадмия, гадолиния. Определена эффективность регистрация нейтронного поглотителя с использованием B₂O₃:ZnS(Ag), равная 0,5%. Также определена максимальная доля захваченных нейтронов в сборке из нескольких модулей для поглотителей на основе LCS, Cd, Gd. Значения составляют $\eta_{LCS} = 0,75$, $\eta_{Cd} = 0,92, \eta_{Gd} = 0,92$. С точки зрения эффективности захвата нейтронов наиболее выгодным является использование кадмиевых пластин или гадолиниевой краски.
- Были определены времена жизни нейтронов в сборке из 400 модулей для различных нейтронных поглотителей. Значения составляют $\tau_{Cd} = (28 \pm 2)$ мкс, $\tau_{Gd} = (28 \pm 2)$ мкс, $\tau_{Li} = (153 \pm 5)$ мкс соответственно для поглотителей на основе Cd, Gd, Li₂CaSiO₄:Eu²⁺. По временам жизни нейтрона в поглотителях рассчитаны ширины временных окон, которые равны 100 мкс для кадмиевых и гадолиниевых поглотителей, 500 мкс для поглотителя с использованием LCS.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- Нейтринный контроль реакторов для применения гарантий МАГАТЭ к плавучим атомным энергоблокам / Е. П. Велихов [и др.] // ВАНТ. — 2022. — Т. Физика ядерных реакторов, № 1. — С. 71—74.
- Mikaelian L. A. Neutrino laboratory in the atomic plant // in Proceedings of the International Conference "Neutrino 77". — 1978. — Vol. 2. — P. 383–385.
- Borovoi A. A., Mikaelyan L. A. Possibilities of the practical use of neutrinos // Soviet Atomic Energy. — 1978. — Vol. 44. — P. 589–592.
- Измерение энерговыработки энергетического реактора методом регистрации нейтрино / В. А. Коровкин [и др.] // Атомная энергия. — 1988. — Т. 65, № 3. — С. 169—173.
- The Bugey-3 neutrino detector / M. Abbes [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1996. — Vol. 374. — P. 164–187.
- iDREAM: Industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring at Kalinin nuclear power plant / A. Abramov [et al.]. — 2021. — arXiv: 2112.09372 [physics.ins-det].
- 7. Evolution of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay /
 F. P. An [et al.] // Phys. Rev. Lett. 2017. Vol. 118, no. 25. —
 P. 251801.
- Constraints on θ₁₃ from A Three-Flavor Oscillation Analysis of Reactor Antineutrinos at KamLAND / A. Gando [et al.] // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 83. — P. 052002.
- Final Search for Short-Baseline Neutrino Oscillations with the PROSPECT-I Detector at HFIR / M. Andriamirado [и др.] // Phys. Rev. Lett. – 2025. — Т. 134, № 15. — С. 151802. — arXiv: 2406.10408 [hep-ex].

- Neutrino Physics with JUNO / F. An [et al.] // J. Phys. G. 2016. Vol. 43, no. 3. P. 030401.
- Directional response of several geometries for reactor-neutrino detectors / M. J. Duvall [и др.] // Phys. Rev. Applied. 2024. Т. 22, № 5. C. 054030. arXiv: 2402.01636 [physics.ins-det].
- 12. Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra / Т. А. Mueller [и др.] // Phys. Rev. C. 2011. Т. 83. С. 054615. arXiv: 1101.2663 [hep-ex].
- Копейкин В. И., Скорохватов М. Д. Особенности протекания реакции обратного бета-распада на протоне в потоке антинейтрино ядерного реактора // Ядерная физика. 2017. Т. 80. С. 142—150.
- Strumia A., Vissani F. Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section // Phys. Lett. B. — 2003. — Vol. 564. — P. 42–54.
- 16. Власов Н. А. Нейтроны. Москва : Наука, 1971.
- Francke T., Peskov V. Micropattern gaseous detectors // INFN Eloisatron Project: 42nd Workshop on Innovative Detectors for Supercolliders. – 2004. – C. 158–179. – arXiv: physics/0404035.
- 18. Performance of borated scintillator screens for high-resolution neutron imaging / B. Schillinger [и др.] // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2022. Т. 331, № 12. С. 5287—5295.
- 19. A SiPM-based ZnS: ⁶LiF scintillation neutron detector / A. Stoykov [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A / под ред. R. Barbier [и др.]. 2015. Т. 787. С. 361-366. arXiv: 1408.6119 [physics.ins-det].
- 20. Iwata Y., Sekiya H., Ito C. Real-time monitoring method for gadolinium concentration in a water Cherenkov detector // Appl. Phys. A. 2025. T. 131, № 3. C. 165.