

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

УДК 539.1

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
РЕГИСТРАЦИЯ РЕАКТОРНЫХ  
АНТИНЕЙТРИНО С ПОМОЩЬЮ  
ЧЕРЕНКОВСКОГО ДЕТЕКТОРА

Научный руководитель  
(старший преподаватель)

\_\_\_\_\_ И. Н. Мачулин

Научный консультант (к.ф.-  
м.н.)

\_\_\_\_\_ Г.Д. Долганов

Студент

\_\_\_\_\_ П. А. Панфилов

Москва 2025

# Введение

Реакторные антинейтрино  $\bar{\nu}_e$  являются одним из наиболее интенсивных искусственных источников нейтрино. Они рождаются в  $\beta$ -распадах осколков деления ядер  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{241}\text{Pu}$ . Спектр антинейтрино зависит от набора изотопов и режима работы реактора, поэтому его изучение важно как для задач фундаментальной физики (прецизионные измерения осцилляций нейтрино), так и для прикладных задач (мониторинг реакторов) [4, 5].

Классическим каналом регистрации реакторных антинейтрино является реакция обратного бета-распада (inverse beta decay, IBD) на свободном протоне:



Данная реакция имеет порог по энергии  $E_{\bar{\nu}}^{thr} \approx 1.806 \text{ MeV}$ , а энергия позитрона в первом приближении связана с энергией антинейтрино соотношением  $T_{e^+} \approx E_{\bar{\nu}} - 1.806 \text{ MeV}$  [3].

Для регистрации продуктов реакции IBD традиционно используются жидкосцинтилляционные детекторы, однако большой интерес представляют и водные черенковские детекторы, обладающие масштабируемостью по объёму и дополнительной информацией о направлении импульса антинейтрино. Основная сложность черенковского подхода заключается в сравнительно малом числе фотонов и необходимости надёжного выделения нейтронного сигнала (delayed-компоненты). Для повышения вероятности захвата нейтрона вода может легироваться элементами с большим сечением захвата (например, Gd, Cd), что приводит к излучению каскада  $\gamma$ -квантов и появлению вторичных электронов, способных породить черенковский свет.

**Цель** данной работы заключается в разработке Geant4-модели черенковского детектора для регистрации реакторных антинейтрино.

# 1 Реакторные антинейтрино и реакция обратного бета-распада

## 1.1 Спектр реакторных антинейтрино

В активной зоне реактора непрерывно происходят деления тяжёлых ядер. Образующиеся осколки деления являются нейтроноизбыточными и распадаются через цепочки  $\beta^-$ -распадов, испуская электрон и антинейтрино. В результате возникает суммарный поток  $\bar{\nu}_e$  с энергиями порядка нескольких MeV. Для описания формы спектра широко используются параметризации, основанные на реконструкции  $\beta$ -спектров и на учёте вкладов основных делящихся изотопов [4, 5].

## 1.2 Кинематика IBD и связь $E_{\bar{\nu}}$ и $T_{e^+}$

Порог реакции IBD обусловлен необходимостью рождения позитрона и превращения протона в нейтрон. Точное значение порога определяется кинематикой двухчастичного финального состояния:

$$E_{\bar{\nu}}^{thr} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} \approx 1.806 \text{ MeV}. \quad (2)$$

В первом приближении (без учёта отдачи нейтрона) полная энергия позитрона выражается как

$$E_{e^+} \approx E_{\bar{\nu}} - \Delta, \quad \Delta = m_n - m_p \approx 1.293 \text{ MeV}, \quad (3)$$

а кинетическая энергия равна

$$T_{e^+} = E_{e^+} - m_e \approx E_{\bar{\nu}} - (\Delta + m_e) \approx E_{\bar{\nu}} - 1.806 \text{ MeV}. \quad (4)$$

Сечение реакции IBD в области нескольких MeV быстро растёт с энергией и в простейшей аппроксимации пропорционально  $p_e E_e$  [3]. Именно поэтому при моделировании событий целесообразно разыгрывать сначала  $E_{\bar{\nu}}$  по распределению  $\phi(E_{\bar{\nu}}) \cdot \sigma(E_{\bar{\nu}})$ , а затем вычислять  $T_{e^+}$ .

## 1.3 Сигнал “prompt + delayed”

В реакции IBD возникает две компоненты сигнала. *Prompt*-сигнал формируется позитроном (и продуктами его аннигиляции), а *delayed*-

сигнал связан с захватом нейтрона на ядрах среды. В водной среде захват на водороде сопровождается  $\gamma$ -квантом 2.2 MeV, а при легировании элементами с большим сечением захвата (например, Cd) возможен более энергичный  $\gamma$ -каскад. В данной работе моделируется как prompt-компонента (позитрон и черенковский свет), так и delayed-компонента (захват тепловых нейтронов с допантами Cd и Gd).

## 1.4 Захват тепловых нейтронов на допантах Cd и Gd

Нейтрон в реакции IBD — самая массивная частица в финальном состоянии и поэтому забирает лишь малую часть кинетической энергии. В нерелятивистском приближении его энергия отдачи оценивается как  $T_n \approx E_{\bar{\nu}}^2/(2m_p)$ , что для реакторных энергий  $E_{\bar{\nu}} \sim 2\text{--}8$  MeV даёт  $T_n \sim 2\text{--}35$  keV; для всего диапазона реакторного спектра  $T_n \lesssim 100$  keV [3]. В качестве репрезентативного значения в моделировании используется  $T_n = 10$  keV. Будучи нейтральной частицей, нейтрон не способен напрямую вызвать черенковское излучение и регистрируется только через продукты захвата. Прежде чем быть захваченным, нейтрон должен замедлиться за счёт упругих столкновений с протонами воды: благодаря близости масс  $m_n \approx m_p$  передача энергии в каждом столкновении особенно эффективна, и кинетическая энергия нейтрона быстро снижается до уровня, при котором становится возможен радиационный захват. Затем замедленный нейтрон диффундирует в среде до встречи с ядром допанта и захватывается на нём; полное среднее время от рождения до захвата составляет десятки  $\mu\text{s}$  и определяется выражением (5).

Сечение радиационного захвата ( $n, \gamma$ ) на разных ядрах сильно различается [9]; характерные значения сечения  $\sigma_{cap}$  и суммарной энергии  $\gamma$ -каскада  $\sum E_\gamma$  для основных каналов захвата в воде с допантами Cd/Gd приведены в таблице 1. Различие сечений между  $^1\text{H}$  и  $^{157}\text{Gd}$  достигает шести порядков, что и обуславливает выбор Cd либо Gd в качестве допантов для повышения вероятности и сокращения времени захвата нейтрона.

Среднее время до захвата нейтрона определяется концентрацией ядер допанта  $n_{dop}$ , сечением захвата  $\sigma_{cap}$  и характерной скоростью нейтрона  $v$ :

$$\tau_{cap} = \frac{1}{n_{dop} \sigma_{cap} v}. \quad (5)$$

Гамма-кванты каскада посредством комптоновского рассеяния на элек-

Таблица 1: Параметры радиационного захвата ( $n, \gamma$ ) на тепловых нейтронах.

Ядро	$\sigma_{cap}, \text{ b}$	$\sum E_\gamma, \text{ MeV}$
$^1\text{H}$	0.33	2.22
$^{113}\text{Cd}$	$2.0 \cdot 10^4$	$\approx 9$
$^{157}\text{Gd}$	$2.55 \cdot 10^5$	$\approx 8$

тронах атомных оболочек порождают вторичные релятивистские электроны, которые, в свою очередь, излучают черенковский свет — это и формирует регистрируемый delayed-сигнал в водном детекторе. В настоящей работе в качестве допанта рассматривается концентрация 1 г/л Cd либо Gd ( $\approx 0.1\%$  по массе), добавленная к чистой воде в центральной мишени.

## 2 Черенковское излучение и регистрация света

### 2.1 Условие возникновения и угол Черенкова

Черенковское излучение возникает, когда скорость заряженной частицы в среде превышает фазовую скорость света:

$$v > \frac{c}{n(\lambda)} \Leftrightarrow \beta n(\lambda) > 1. \quad (6)$$

Излучение испускается в виде конуса с углом

$$\cos \theta_C(\lambda) = \frac{1}{\beta n(\lambda)}. \quad (7)$$

Для воды при  $\lambda \approx 400$  нм имеем  $n \approx 1.34$ , откуда  $\beta_{thr} = 1/n \approx 0.75$ . Для электрона ( $m_e = 0.511$  МэВ) это соответствует пороговой кинетической энергии

$$T_{thr}^{e^-} = m_e c^2 \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{thr}^2}} - 1 \right) \approx 0.26 \text{ МэВ}. \quad (8)$$

Лишь электроны с  $T > T_{thr}^{e^-} \approx 260$  кэВ порождают черенковский свет в водной среде; более медленные частицы движутся ниже порога и к числу зарегистрированных фотонов не вносят вклада.

## 2.2 Спектральное распределение фотонов

Число черенковских фотонов, испускаемых на единицу пути частицы, описывается формулой Франка–Тамма [7]:

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \frac{1}{\lambda^2}, \quad (9)$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры.

## 2.3 Показатель преломления и поглощение воды

Оптические свойства воды задаются комплексным показателем преломления  $\tilde{n} = n + ik$ . Реальная часть  $n(\lambda)$  определяет преломление и порог/угол черенковского излучения, а мнимая часть  $k(\lambda)$  отвечает за поглощение. Интенсивность света в среде убывает экспоненциально:

$$I(x, \lambda) = I_0(\lambda) \exp(-\alpha(\lambda)x), \quad L_{abs}(\lambda) = \frac{1}{\alpha(\lambda)}. \quad (10)$$

Связь между  $k(\lambda)$  и длиной поглощения имеет вид

$$\alpha(\lambda) = \frac{4\pi k(\lambda)}{\lambda}, \quad L_{abs}(\lambda) = \frac{\lambda}{4\pi k(\lambda)}. \quad (11)$$

В модели использованы табличные данные  $n(\lambda)$  и  $k(\lambda)$  для воды в диапазоне 200–800 нм [6].

## 2.4 Квантовая эффективность фотоумножителей и фотоэлектроны

Регистрация света осуществляется фотоумножителями (ФЭУ). Ключевой параметр ФЭУ — квантовая эффективность  $QE(\lambda)$ , то есть вероятность преобразования фотона с длиной волны  $\lambda$  в фотоэлектрон. В работе число фотоэлектронов в каждом ФЭУ моделировалось статистически: для каждого фотона, попавшего в чувствительный объём ФЭУ, выполнялся бросок с вероятностью  $QE(\lambda)$ . Спектральная кривая  $QE(\lambda)$  взята из открытого проекта WCSim [8].

## 3 Моделирование в Geant4

### 3.1 Геометрия детектора

Модель представляет собой цилиндрический бак, заполненный водой, внутри которого расположен сосуд из PMMA с водой, легированной кадмием (Cd) или гадолинием (Gd). В верхней и нижней частях установлены фотоумножители (ФЭУ) в виде концентрических колец, регистрирующие черенковский свет. Основные параметры геометрии приведены в таблице 2.

Таблица 2: Основные параметры геометрии Geant4-модели.

Параметр	Значение
Внутренний радиус стального бака	630 mm
Высота бака	1300 mm
Внутренний радиус PMMA-сосуда	590 mm
Высота PMMA-сосуда	700 mm
Допант мишени	Cd или Gd, 1 г/л
Число ФЭУ	38 (по 19 сверху и снизу)
Схема расстановки ФЭУ	Концентрические кольца (1 + 6 + 12)
Радиус ФЭУ	100 mm
Отражательная способность стенок бака	0.9

### 3.2 Физические процессы

В расчётах использованы стандартные электромагнитные процессы (`G4EmStandardPhysics`) и оптическая физика (`G4OpticalPhysics`) [1, 2]. Для воды задан показатель преломления  $n(\lambda)$  и длина поглощения  $L_{abs}(\lambda)$ , что определяет генерацию и транспорт черенковских фотонов. Для стекла ФЭУ задана спектральная квантовая эффективность  $QE(\lambda)$ , используемая при подсчёте фотоэлектронов.

Для корректного моделирования упругого рассеяния, термализации и радиационного захвата нейтронов в `PhysicsList` дополнительно зарегистрированы конструкторы адронной физики: `G4HadronPhysicsFTFP_BERT_HP`, `G4HadronElasticPhysicsHP`, `G4IonPhysics` и `G4DecayPhysics`. Опция HP

(High Precision) переключает обработку нейтронных взаимодействий на табулированные данные нейтронной библиотеки G4NDL/ENDF-B, что обеспечивает корректное описание сечений в области тепловых и эпитепловых энергий, включая резонансы  $^{113}\text{Cd}$  и  $^{157}\text{Gd}$ .

### 3.3 Генерация первичных частиц

Первичный генератор реализует два режима: моноэнергетический пучок (`/gen/mode mono`) и режим IBD (`/gen/mode ibd`). В режиме IBD энергия антинейтрино  $E_{\bar{\nu}}$  разыгрывается по распределению  $\phi(E_{\bar{\nu}}) \cdot \sigma(E_{\bar{\nu}})$ , где  $\phi$  задаётся параметризацией Huber–Mueller, а  $\sigma$  в первом приближении пропорциональна  $p_e E_e$  [4, 5, 3]. Далее вычисляется кинетическая энергия позитрона  $T_{e^+} \approx E_{\bar{\nu}} - 1.806 \text{ MeV}$  и запускается первичный позитрон.

Для исследования delayed-компоненты используется моноэнергетический режим с параметрами `/gen/particle neutron`, `/gen/monoEnergy 10 keV`, `/gen/randomizePos true` и `/gen/isotropic true`: тепловые нейтроны разыгрываются изотропно по углу и равномерно по объёму центральной мишени. Тип допанта переключается командой `/det/dopant Cd|Gd`, что позволяет проводить сравнительный анализ времени захвата и сигнала вторичного черенковского излучения для разных конфигураций.

## 4 Результаты моделирования

Ко всем событиям было применено условие регистрации по множественности сработавших ФЭУ:  $N_{fired} \geq 3$  (подробнее — в разделе 4.5). Это позволяет подавить тёмновые токи фотоумножителей ( $r_{dark} \approx 1$  кГц на ФЭУ) до уровня случайных совпадений  $R_{dark}^{(\geq 3)} \approx 0.08$  Гц.

### 4.1 Спектр кинетической энергии позитронов

На рисунке 1 показан спектр кинетической энергии позитронов  $T_{e+}$ , разыгранный для реакции IBD, с применённым условием  $N_{fired} \geq 3$ . Из  $10^5$  событий порог прошли 76.1%; среднее значение по зарегистрированным событиям  $\langle T_{e+} \rangle \approx 2.72$  MeV (без триггера — 2.39 MeV: триггер отсекает наиболее низкоэнергичные позитроны, дающие мало черенковских фотонов).

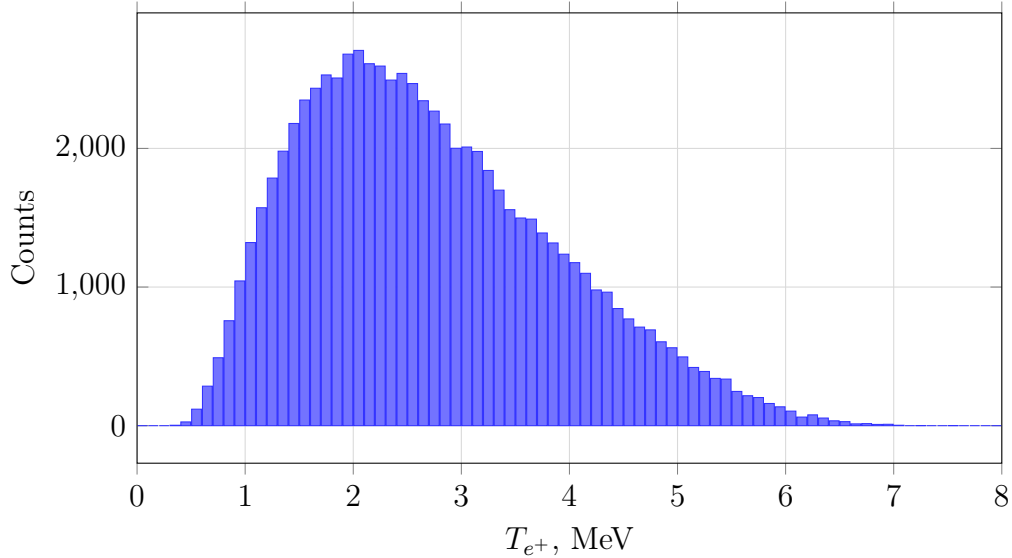


Рис. 1: Зарегистрированный спектр кинетической энергии позитронов в реакции IBD при условии  $N_{fired} \geq 3$  (76.1% от  $10^5$  сгенерированных событий).

## 4.2 Зависимость $\langle N_{pe} \rangle$ от энергии позитрона и средний светосбор

Число фотоэлектронов (PE), зарегистрированных фотоумножителями, определяется не только числом рождённых черенковских фотонов, но и потерями при транспортировке (поглощение в воде и отражения на границах) и спектральной квантовой эффективностью  $QE(\lambda)$ .

Для построения зависимости среднего числа фотоэлектронов от энергии позитрона события были разбиты на бины по кинетической энергии  $T_{e^+}$ , после чего в каждом бине вычислялось среднее значение  $N_{pe}^{tot}$  с его стандартной ошибкой. Полученная зависимость  $\langle N_{pe} \rangle(T_{e^+})$  приведена на рисунке 2.

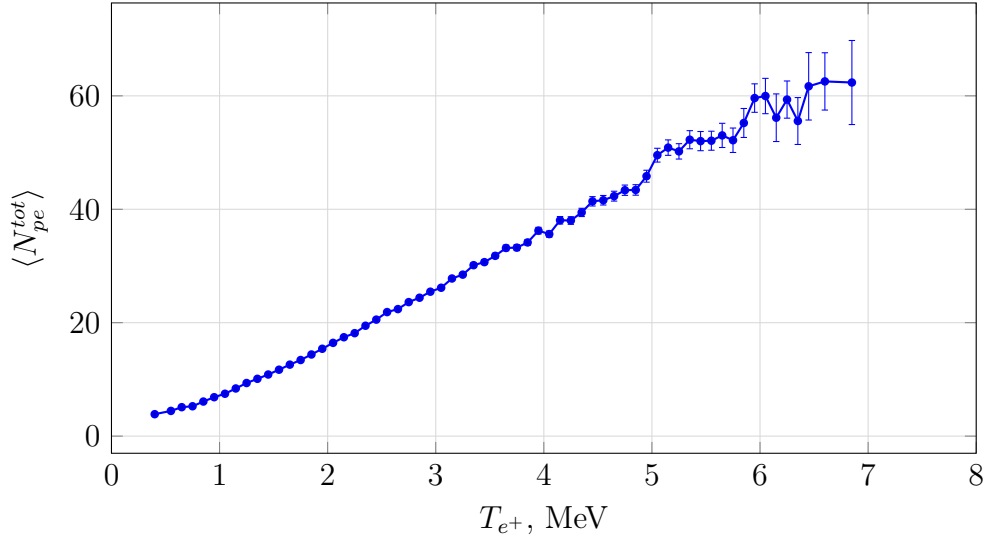


Рис. 2: Зависимость среднего числа фотоэлектронов  $\langle N_{pe}^{tot} \rangle$  от кинетической энергии позитрона при условии  $N_{fired} \geq 3$ .

По зарегистрированным событиям ( $N_{fired} \geq 3$ , 76.1% от общего числа) получено среднее число фотоэлектронов:

$$\langle N_{pe}^{tot} \rangle \approx 23.4. \quad (12)$$

### 4.3 Время жизни тепловых нейтронов в воде с допантами Cd и Gd

Для исследования delayed-компоненты сигнала был запущен моноэнергетический пучок нейтронов с начальной кинетической энергией  $T_n = 10$  keV, изотропно и равномерно разыгранный по объёму центральной мишени. Для каждого первичного нейтрона (`ParentID == 0`) фиксировалось полное время от рождения до момента захвата (статус трека `fStopAndKill`). Распределения при условии  $N_{fired} \geq 3$ , полученные для  $10^5$  событий каждой конфигурации, представлены на рисунке 3.

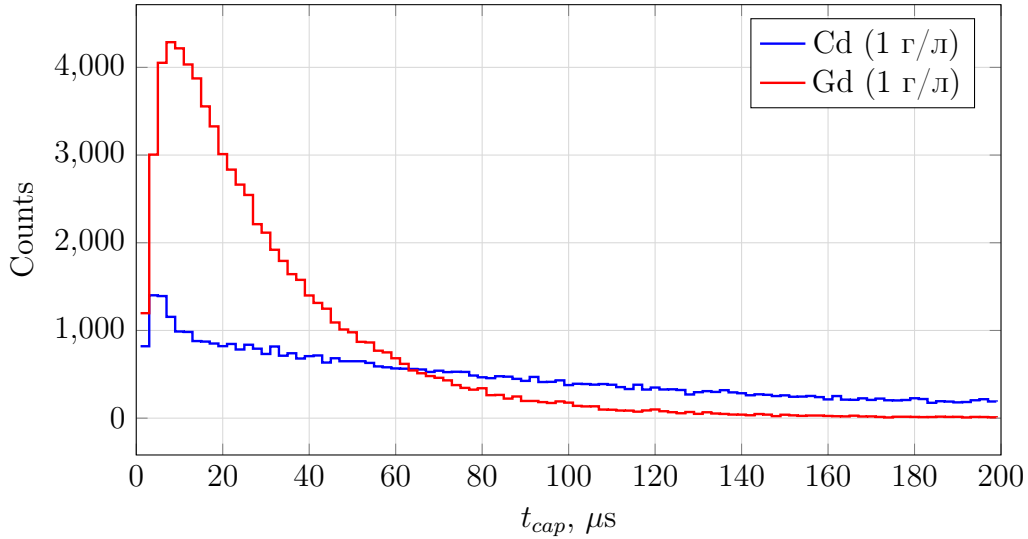


Рис. 3: Распределение времени жизни тепловых нейтронов до захвата для Cd и Gd (концентрация 1 г/л) при условии регистрации  $N_{fired} \geq 3$ .

Средние значения времени до захвата среди зарегистрированных событий ( $N_{fired} \geq 3$ ) составили:

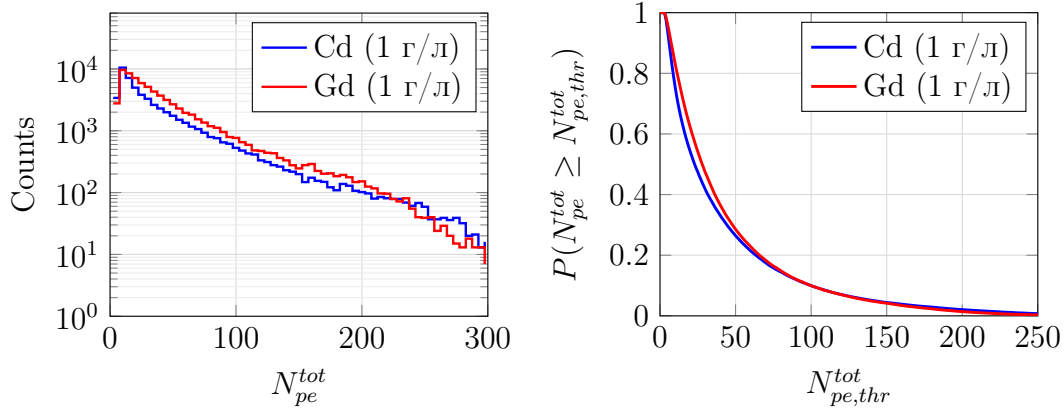
$$\langle t_{cap}^{Cd} \rangle \approx 112.2 \mu s, \quad \langle t_{cap}^{Gd} \rangle \approx 31.6 \mu s. \quad (13)$$

Гадолиний обеспечивает более чем трёхкратный более быстрый захват нейтрона по сравнению с кадмием при одинаковой массовой доле допанта. Это согласуется с теоретическим соотношением (5) и большим сечением радиационного захвата  $^{157}\text{Gd}$  относительно  $^{113}\text{Cd}$ . Смещение средних относительно полных выборок (138.5 и 47.3  $\mu s$ ) объясняется тем,

что триггерный порог преимущественно отсекает события с длительным временем диффузии нейтрона, при которых он уходит из центральной мишени и гамма-каскад захвата даёт меньший световой выход.

#### 4.4 Сигнал захвата нейтрона: сравнение Cd и Gd

Гамма-каскад радиационного захвата нейтрона ( $\sim 9$  MeV для Cd и  $\sim 8$  MeV для Gd) посредством комптоновского рассеяния порождает релятивистские электроны, которые излучают черенковский свет, регистрируемый ФЭУ. На рисунке 4 распределение  $N_{pe}^{tot}$  от событий захвата при условии  $N_{fired} \geq 3$  представлено в двух взаимодополняющих видах: слева — ступенчатая гистограмма в логарифмическом масштабе по оси  $Y$ , справа — кривая выживания  $P(N_{pe}^{tot} \geq x)$ , задающая долю зарегистрированных событий захвата, для которых световой выход превышает заданный порог. Обе панели построены по  $10^5$  событий каждой конфигурации.



(a) Гистограмма  $N_{pe}^{tot}$  ( $\log Y$ ).

(b) Кривая выживания  $P(N_{pe}^{tot} \geq x)$ .

Рис. 4: Сравнение отклика детектора на захват теплового нейтрона для допантов Cd и Gd при концентрации 1 г/л и условии  $N_{fired} \geq 3$  ( $10^5$  событий каждой конфигурации). Слева — гистограмма  $N_{pe}^{tot}$  в логарифмическом масштабе. Справа — кривая выживания: кривая Gd лежит выше Cd на всём диапазоне световых выходов.

Средние значения светового выхода среди зарегистрированных собы-

тий ( $N_{fired} \geq 3$ ) составили:

$$\langle N_{pe}^{tot,Cd} \rangle \approx 40.6, \quad \langle N_{pe}^{tot,Gd} \rangle \approx 42.8. \quad (14)$$

Несмотря на то, что суммарная энергия каскада у Cd ( $\approx 9$  MeV) несколько превосходит таковую у Gd ( $\approx 8$  MeV), захват на Gd обеспечивает значимо больший средний светосбор. Это объясняется большей множественностью  $\gamma$ -каскада гадолия ( $\bar{M}_\gamma \approx 4\text{--}5$  у  $^{157}\text{Gd}$  против  $\sim 2\text{--}3$  у  $^{113}\text{Cd}$ ): при той же суммарной энергии большее число гамма-квантов выбивает большее число надпороговых комптоновских электронов. Численно превосходство Gd подтверждается кривой выживания (рис. 4b): при  $N_{pe}^{tot} \geq 50$  — 42% для Gd против 27% для Cd. Таким образом, выбор Gd как допанта выигрывает одновременно по трём параметрам: более короткое время захвата (31.6 vs 112.2  $\mu\text{s}$ ), более высокий выход света и более высокая эффективность регистрации (74% vs 56.8% при пороге  $N_{fired} \geq 3$ ).

#### 4.5 Условия регистрации: триггер по множественности ФЭУ

Одиночный фотоэлектрон не пригоден в качестве условия регистрации, поскольку каждый ФЭУ имеет тёмновой ток — термоэмиссию электронов с фотокатода в отсутствие оптического сигнала. Характерный тёмновой счёт биалкальных ФЭУ составляет  $r_{dark} \approx 1$  кГц [10] при комнатной температуре, что при пороге в один сработавший фотоумножитель даёт суммарный фоновый поток  $N_{PMT} \cdot r_{dark} = 38 \times 10^3$  Гц — на несколько порядков выше любой разумной скорости счёта сигнала от ИВД.

Стандартное решение — *триггер по множественности*: событие принимается лишь тогда, когда не менее  $k$  фотоумножителей срабатывают в пределах единого временного окна  $\tau_w$ . Ожидаемая частота случайных  $k$ -кратных совпадений тёмновых отсчётов определяется выражением

$$R_{dark}^{(\geq k)} \approx \binom{N_{PMT}}{k} r_{dark}^k \tau_w^{k-1}. \quad (15)$$

При пороге  $k = 3$ , характерном для водно-черенковских детекторов, и временном окне  $\tau_w = 100$  нс:

$$R_{dark}^{(\geq 3)} \approx \binom{38}{3} \times (10^3 \text{ Гц})^3 \times (10^{-7} \text{ с})^2 \approx 0.08 \text{ Гц}, \quad (16)$$

что уже на четыре–пять порядков ниже ожидаемого тёмного потока при одиночном пороге.

Эффективности регистрации при различных порогах, полученные по колонке  $N_{fired}$  из выходных файлов моделирования, приведены в таблице 3.

Таблица 3: Эффективность регистрации  $\varepsilon$  при различных порогах по числу сработавших ФЭУ ( $10^5$  событий каждого типа).

Порог $N_{fired,thr}$	IBD prompt	delayed Cd (1 г/л)	delayed Gd (1 г/л)
$\geq 1$	90.0%	75.8%	87.5%
$\geq 3$	76.1%	56.8%	74.0%
$\geq 5$	61.6%	43.4%	61.6%
$\geq 10$	28.5%	22.2%	34.3%

При пороге  $N_{fired} \geq 3$  сохраняется 76.1% prompt-событий IBD и 74.0% delayed-событий Gd, тогда как для Cd — лишь 56.8%, что является ещё одним аргументом в пользу гадолия. Таким образом, условие  $N_{fired} \geq 3$  обеспечивает разумный компромисс между подавлением тёмного шума и сохранением эффективности регистрации для обеих компонент IBD-сигнала.

## 4.6 Оценка ожидаемой скорости счёта на Калининской АЭС

Полученные эффективности регистрации позволяют оценить ожидаемую скорость счёта IBD-событий для рассматриваемой геометрии при размещении на Калининской АЭС. В качестве реперной точки используется известная оценка для проекта IDREAM [11], расположенного на той же АЭС:  $R_{IDREAM}^{IBD} \approx 5000$  соб./сутки в активном объёме  $V_{IDREAM} = 860$  л линейного алкилбензола (LAB) на расстоянии  $\sim 20$  м от активной зоны.

Поскольку реакция IBD идёт исключительно на свободных протонах, при одинаковом потоке  $\bar{\nu}_e$  скорость реакции пропорциональна полному числу мишеных протонов  $N_p = n_p V$ , где концентрация свободных протонов

$$n_p = \rho \frac{N_A}{M} N_H, \quad (17)$$

$\rho$  — плотность среды,  $M$  — её молярная масса,  $N_H$  — число атомов водорода в молекуле. Параметры мишеней приведены в таблице 4.

Таблица 4: Параметры реперной (LAB) и рассматриваемой ( $H_2O$ ) мишеней.

Среда	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$w_H$	$n_p$ , см <sup>-3</sup>	$V$ , л
LAB ( $C_{18}H_{30}$ )	0.863	0.123	$6.33 \cdot 10^{22}$	860
$H_2O$	1.000	0.112	$6.69 \cdot 10^{22}$	765.5

Объём центральной мишени установки определяется размерами РММА-сосуда (радиус  $R = 590$  мм, высота  $H = 700$  мм):

$$V_{our} = \pi R^2 H \approx 765.5 \text{ л.} \quad (18)$$

Полное число свободных протонов в обеих мишенях:

$$N_p^{IDREAM} = n_p^{LAB} V_{IDREAM} \approx 5.44 \cdot 10^{28}, \quad N_p^{our} = n_p^{H_2O} V_{our} \approx 5.12 \cdot 10^{28}, \quad (19)$$

откуда  $N_p^{our}/N_p^{IDREAM} \approx 0.94$  и ожидаемая скорость IBD-реакций в нашей мишени:

$$R_{our}^{IBD} = R_{IDREAM}^{IBD} \cdot \frac{N_p^{our}}{N_p^{IDREAM}} \approx 4.7 \cdot 10^3 \text{ соб./сутки.} \quad (20)$$

Для регистрации IBD-события необходимо детектирование как prompt-сигнала позитрона, так и delayed-сигнала захвата нейтрона. В предположении независимости этих компонент общая эффективность регистрации  $\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{prompt} \cdot \varepsilon_{delayed}$ . Подставляя значения из таблицы 3 при пороге  $N_{fired} \geq 3$ , получаем

$$\varepsilon_{tot}^{Gd} = 0.761 \cdot 0.740 \approx 0.563, \quad \varepsilon_{tot}^{Cd} = 0.761 \cdot 0.568 \approx 0.432. \quad (21)$$

Тогда ожидаемая скорость регистрации IBD-событий составит:

$$R_{Gd}^{reg} \approx 2.6 \cdot 10^3 \text{ соб./сутки}, \quad R_{Cd}^{reg} \approx 2.0 \cdot 10^3 \text{ соб./сутки.} \quad (22)$$

Оценка (22) учитывает только эффективность регистрации сигнала и не включает фоны от космических мюонов, быстрых нейтронов и реакторных  $\gamma$ -квантов, моделирование которых выходит за рамки настоящей работы.

## 5 Вывод

### 5.1 Результаты работы

1) Реализована и дополнена Geant4-модель черенковского детектора, ориентированная на регистрацию реакторных антинейтрино в канале IBD.

2) Реализовано разыгрывание спектра позитронов от реакции IBD, получен спектр  $T_{e^+}$  (рис. 1).

3) Выполнён учёт спектральных оптических свойств воды ( $n(\lambda)$ ,  $L_{abs}(\lambda)$ ) и спектральной квантовой эффективности фотоумножителей  $QE(\lambda)$ .

4) Реализована и валидирована адронная физика нейтронов (НР-модели на основе данных G4NDL/ENDF-B); для условия регистрации  $N_{fired} \geq 3$  выполнено сравнение допантов Cd и Gd: Gd предпочтительнее по всем трём параметрам —  $\langle t_{cap} \rangle$  короче (31.6 vs 112.2  $\mu$ s),  $\langle N_{pe} \rangle$  выше (42.8 vs 40.6), эффективность регистрации выше (74.0% vs 56.8%).

5) Получена оценка ожидаемой скорости регистрации IBD-событий на Калининской АЭС путём пересчёта реперной точки IDREAM (5000 соб./сутки в 860 л LAB) по числу свободных протонов и применения полученных эффективностей:  $R_{Gd}^{reg} \approx 2.6 \cdot 10^3$  соб./сутки,  $R_{Cd}^{reg} \approx 2.0 \cdot 10^3$  соб./сутки.

### 5.2 Дальнейшая работа

1) Учёт углового распределения позитронов в модели (формализм Vogel–Beacom).

2) Оптимизация геометрии и конфигурации ФЭУ для повышения числа фотоэлектронов и улучшения разделения сигнал/фон.

3) Учёт фонов от космических мюонов, быстрых нейтронов и реакторных  $\gamma$ -квантов.

## Список литературы

- [1] Agostinelli, S., et al. Geant4—a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A* **506** (2003) 250–303.
- [2] Allison, J., et al. Recent developments in Geant4. *Nucl. Instrum. Meth. A* **835** (2016) 186–225.

- [3] Vogel, P., Beacom, J. F. The angular distribution of the reaction  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ . *Phys. Rev. D* **60** (1999) 053003.
- [4] Huber, P. Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors. *Phys. Rev. C* **84** (2011) 024617.
- [5] Mueller, T. A., et al. Improved predictions of reactor antineutrino spectra. *Phys. Rev. C* **83** (2011) 054615.
- [6] Hale, G. M., Querry, M. R. Optical constants of water in the 200-nm to 200- $\mu$ m wavelength region. *Applied Optics* **12** (1973) 555–563.
- [7] Jelley, J. V. *Cherenkov Radiation and its Applications*. Pergamon Press (1958).
- [8] WCSim collaboration. WCSim — The Water Cherenkov Simulator (software). GitHub: <https://github.com/WCSim/WCSim>
- [9] Mughabghab, S. F. *Atlas of Neutron Resonances. Resonance Parameters and Thermal Cross Sections*. 5th ed., Elsevier (2006).
- [10] Knoll, G. F. *Radiation Detection and Measurement*, 4th ed., Wiley (2010).
- [11] IDREAM collaboration. The iDREAM scintillator antineutrino detector at the Kalinin nuclear power plant. *J. Phys.: Conf. Ser.* (Kalinin NPP,  $\sim 20$  м от активной зоны,  $V_{LAB} = 860$  л).