

Реакция обратного бета-распада

Ярослав Никитенко *

24 января 2013 г.

Содержание

1	Введение	2
2	Кинематика реакции. Разлёт начальных продуктов	4
2.1	Угловое и энергетическое распределение позитронов	4
2.2	Угловое и энергетическое распределение нейтронов	5
3	Детектор Double Chooz	10
3.1	Описание эксперимента	10
3.2	Описание детектора	10
3.3	Система электроники	12
3.4	Калибровки и стабильность детектора	13
3.5	Моделирование детектора методом Монте-Карло	13
4	Регистрация продуктов реакции	15
4.1	Регистрация антинейтрино в детекторе	15
4.2	Позитрон	16
4.3	Нейтрон	20
5	Метод определения направления на источник антинейтрино	27
5.1	Описание	27
5.2	Применение	27
5.3	Краткие выводы	30

*metst13@gmail.com

1 Введение

Данный обзор посвящен исследованию реакции обратного бета-распада

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1)$$

и её применению для восстановления направления на источник антинейтрино. В работе использовались экспериментальные данные для антинейтрино от ядерных реакторов, но исследуемый метод применим для антинейтрино из других источников.

Нейтрино - это фундаментальные частицы, не имеющие электрического заряда, и с очень маленькой массой. Они очень слабо взаимодействуют с веществом, что делает их регистрацию весьма сложной. Несмотря на то, что первые теоретические предположения о существовании нейтрино были сделаны в 1930 году, доказать его удалось только в 1953 году. Это было сделано в эксперименте Райнеса [1] благодаря той реакции, которой посвящена данная работа. С развитием нейтринной физики стало понятно, что нейтрино могут применяться для исследования областей, информацию из которых очень сложно получить, например, недр Земли [2], [3] или ядра сверхновой звезды [4]. В работе [5] изучалось восстановление направления на сверхновую звезду для реакций с участием разных типов нейтрино и антинейтрино, а в [11] было показано, что возможно установить направление на ядерный реактор по потоку $\bar{\nu}_e$. Несмотря на развитие теории и эксперимента, в физике нейтрино остается много нерешенных проблем - например, на сегодняшний день неизвестно, являются ли нейтрино майорановскими или дираковскими частицами, то есть могут ли нейтрино переходить в антинейтрино или нет.

Как и 60 лет назад, сегодня для регистрации антинейтрино используется реакция обратного бета распада (ОБР). Это связано с тем, что она имеет наибольшее сечение. Эта реакция изучалась много лет теоретически. Сечение для нее было получено в 1972 году [6] для высоких энергий. Затем оно было адаптировано к низким энергиям работами, в которых использовалось разложение по $1/M$ [7]. Сравнительно недавно появились работы [8], в которых проведен точный расчет сечения для реакции ОБР в широком энергетическом диапазоне.

В реакции ОБР (1) сечение взаимодействия зависит от углов вылета конечных частиц. Анализируя теоретические сечения, можно понять, как будут зарегистрированы продукты реакции 1. Далее мы покажем, как можно определить направление на источник антинейтрино, регистрируя позитрон и нейтрон в детекторе с жидким сцинтиллятором.

В работе использовались данные эксперимента Double Chooz. Отбор кандидатов на взаимодействие антинейтрино в детекторе производится методом задержанных совпадений между первым событием (кандидатом на позитрон) и быстро следующим за ним вторым событием (кандидатом на захват нейтрона ядром гадолиния).

После выделения антинейтринных событий мы можем использовать метод восстановления направления на источник антинейтрино. Дело в том, что точки поглощения нейтрона находятся на некотором расстоянии от точек поглощения позитрона. Если мы будем считать позитронные события в начале координат, то нейтроны образуют некоторую область вокруг них. В связи с тем, что нейтрон всегда вылетает в направлении антинейтрино, то эта область имеет центр, смещенный на некоторое расстояние от точки поглощения позитрона. При анализе этого распределения возможно получить информацию о направлении прилета антинейтрино.

Далее мы рассмотрим кинематику реакции ОБР, принципы регистрации антинейтрино в детекторе, теоретические и экспериментальные данные, с использованием которых определяется направление на источник антинейтрино.

2 Кинематика реакции. Разлёт начальных про- дуктов

Реакция 1 имеет пороговый характер и возможна для энергий электронных антинейтрино более 1,806 МэВ. Простейший расчет даёт пороговую энергию $E_{th} = m_n - m_p + m_e = 939,565 - 938,272 + 0,511 = 1.804$ МэВ. Более точный расчет даёт значение пороговой энергии антинейтрино в лабораторной системе 1,806 МэВ [7] (приложение А), [8]. В этом разделе мы подробно исследуем данную реакцию, следуя работе [7].

2.1 Угловое и энергетическое распределение позитронов

В [7] для исследования реакции 1 используется разложение в ряд по параметру $\frac{1}{M}$, где M - масса нуклона. В нулевом приближении энергия позитрона

$$E_e^{(0)} = E_\nu - \Delta, \quad (2)$$

где $\Delta = m_n - m_p$. При всех порядках $1/M$ импульс позитрона вычисляется по формуле $p_e = \sqrt{E_e^2 - m_e^2}$, и скорость $v_e = p_e/E_e$.

В первом порядке по $1/M$ энергия позитрона

$$E_e^{(1)} = E_e^{(0)} \left[1 - \frac{E_\nu}{M} (1 - v_e^{(0)} \cos \theta) \right] - \frac{y^2}{M}, \quad (3)$$

где $y^2 = (\Delta^2 - m_e^2)/2$, а θ - угол между направлениями движения антинейтрино и вылетевшего позитрона.

Дифференциальное сечение реакции ОБР в [7] даётся формулой:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \right)^{(1)} = \frac{\sigma_0}{2} \left[(f^2 + 3g^2) + (f^2 - g^2)v_e^{(1)} \cos \theta \right] E_e^{(1)} p_e^{(1)} - \frac{\sigma_0}{2} \left[\frac{\Gamma}{M} \right] E_e^{(0)} p_e^{(0)}, \quad (4)$$

где $f = 1$, $g = 1,26$ - векторная и аксиальная константы связи, σ_0 - не зависящая от энергии антинейтрино нормировочная постоянная, включающая внутренние радиационные поправки и выражаемая через константу Ферми G_F , угол Кабиббо $\cos \theta_C = 0.974$ и $\Delta_{inner}^R \simeq 0.024$ по формуле

$$\sigma_0 = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{\pi} (1 + \Delta_{inner}^R), \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
\Gamma &= 2(f + f_2)g \left[(2E_e^{(0)} + \Delta)(1 - v_e^{(0)} \cos \theta) - \frac{m_e^2}{E_e^{(0)}} \right] \\
&+ (f^2 + g^2) \left[\Delta(1 + v_e^{(0)} \cos \theta) + \frac{m_e^2}{E_e^{(0)}} \right] \\
&+ (f^2 + 3g^2) \left[(E_e^{(0)} + \Delta) \left(1 - \frac{1}{v_e^{(0)}} \cos \theta\right) - \Delta \right] \\
&+ (f^2 - g^2) \left[(E_e^{(0)} + \Delta) \left(1 - \frac{1}{v_e^{(0)}} \cos \theta\right) - \Delta \right] v_e^{(0)} \cos \theta. \quad (6)
\end{aligned}$$

$f_2 = \mu_p - \mu_n = 3,706$ - разница аномальных магнитных моментов протона и нейтрона.

Полное сечение рассеяния и средний угол вылета позитрона к направлению движения антинейтрино показаны на рис. 1, 2. Сечение растёт с увеличением энергии антинейтрино. Позитроны вылетают практически изотропно, при энергиях до 10 МэВ они вылетают в среднем назад (рис. 1). На рис. 2 показано, что при энергиях $\bar{\nu}_e$ около 15 МэВ и выше позитрон начинает вылетать преимущественно вперёд. Сечение и угловое распределение приведены для нескольких теорий (см. пояснение к рисунку) и показано, что приближение $\mathcal{O}(\frac{1}{M})$ (сплошная линия) и теория без учета Δ , но с учётом всех степеней $\frac{1}{M}$ (штрихпунктирная линия, сливается со сплошной на рис. 1), отлично согласуются в рассматриваемых диапазонах энергий. В работе [8] показано, что сечение [7] отличается от точного значения менее чем на 1,2% при энергиях до 20 МэВ.

2.2 Угловое и энергетическое распределение нейтронов

По закону сохранения импульса, $\vec{p}_\nu = \vec{p}_e + \vec{p}_n$. Геометрически это означает, что из этих импульсов можно построить треугольник. Тогда по теореме косинусов для этого треугольника угол между импульсами нейтрона и $\bar{\nu}_e$ равен $\cos \theta = \frac{p_n^2 + p_\nu^2 - p_e^2}{2p_n p_\nu}$. Кроме того, $p_\nu^2 = p_n^2 + p_e^2 - 2p_n p_e \cos \theta_{en}$, где θ_{en} - угол между импульсами нейтрона и позитрона. Из этих двух равенств получаем:

$$\cos \theta = \frac{p_n - p_e \cos \theta_{en}}{p_\nu}. \quad (7)$$

Таким образом, максимальный угол θ достигается тогда, когда импульсы позитрона и нейтрона перпендикулярны. В данном случае

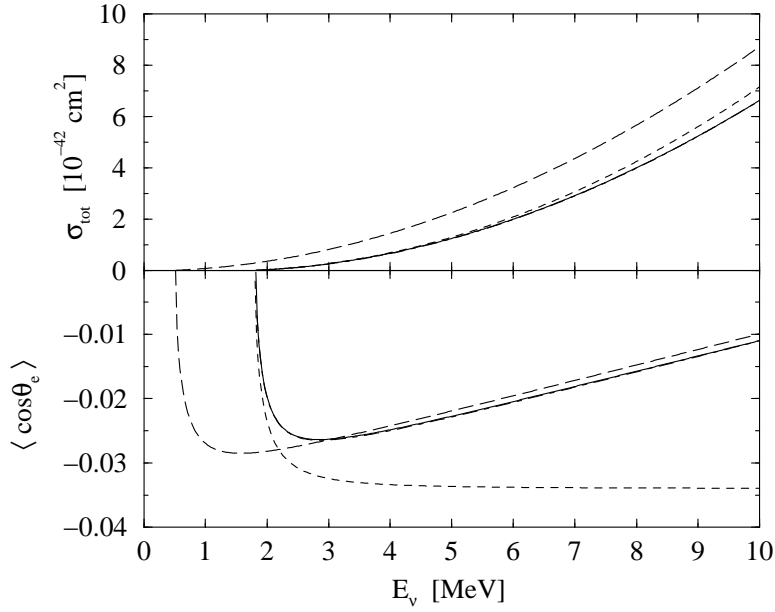


Рис. 1: Верхний график - сечение реакции обратного бета-распада, нижний график - средний косинус угла между импульсами $\bar{\nu}_e$ и позитрона в зависимости от энергии антинейтрино. Сплошная линия - теория с учетом поправок порядка $\mathcal{O}(1/M)$ [7]. Коротким пунктиром показано приближение $\mathcal{O}(1)$. Длинным пунктиром построено сечение в теории без учета порога реакции, [6], уравнение 3.18. Штрихпунктирной линией дано сечение [6] с модификацией формулы 3.18 авторами [7], где учитывается порог реакции. Сплошная и штрихпунктирная линии неразличимы на этом графике. Виден рост полного сечения реакции с увеличением энергии антинейтрино и очень слабая анизотропия углового распределения позитронов.

$$\cos \theta_{max} = \frac{p_n}{p_\nu}. \quad (8)$$

Поскольку треугольник прямоугольный, то $p_n = \sqrt{p_\nu^2 - p_e^2}$ и, пренебрегая членами порядка $\frac{1}{M}$, получаем:

$$\cos \theta_{max} = \frac{\sqrt{2E_\nu \Delta - \Delta^2 + m_e^2}}{E_\nu}. \quad (9)$$

Из этого равенства, в частности, следует, что угол θ всегда острый. Это можно получить также из более простых соображений: действительно, $|p_e| < \sqrt{(E_\nu - \Delta)^2 - m_e^2} < E_\nu$. Так как $p_e^2 = p_\nu^2 - 2p_n p_\nu \cos \theta_{n\nu} + p_n^2$, следовательно, $\cos \theta_{n\nu} > 0$, то есть нейтрон вылетает всегда только вперёд по отношению к движению исходного $\bar{\nu}$.

Значения для $\langle \cos \theta \rangle$, усреднённого по сечению, и для $\cos \theta_{max}$ построены на рис. 3.

Аналитическая формула для кинетической энергии нейтрона с точностью $\mathcal{O}(1/M)$ следующая:

$$T_n = \frac{E_\nu E_e^{(0)}}{M} (1 - v_e^{(0)} \cos \theta) + \frac{y^2}{M}. \quad (10)$$

Поскольку T_n содержит во всех членах M в знаменателе, то кинетическая энергия родившегося нейтрона очень мала. На рис. 12 приведён спектр энергий нейтронов, смоделированных методом Монте-Карло.

На рис. 4 изображены смещение нейтронов и дисперсия смещения, смоделированные авторами [7], в зависимости от кинетической энергии нейтрона. Из графика следует, что среднее смещение оказывается постоянным, а дисперсия пространственного распределения растёт с увеличением энергии нейтронов. Кроме того, с 0,1% массовой добавкой гадолиния дисперсия становится почти в 2 раза меньше, чем в сцинтилляторе без гадолиния.

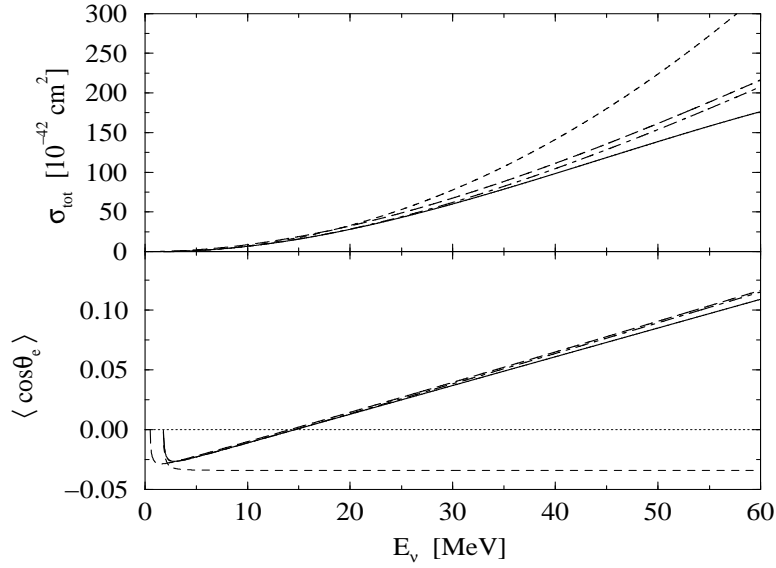


Рис. 2: То же, что для рис. 1, но на большем интервале энергий [7].

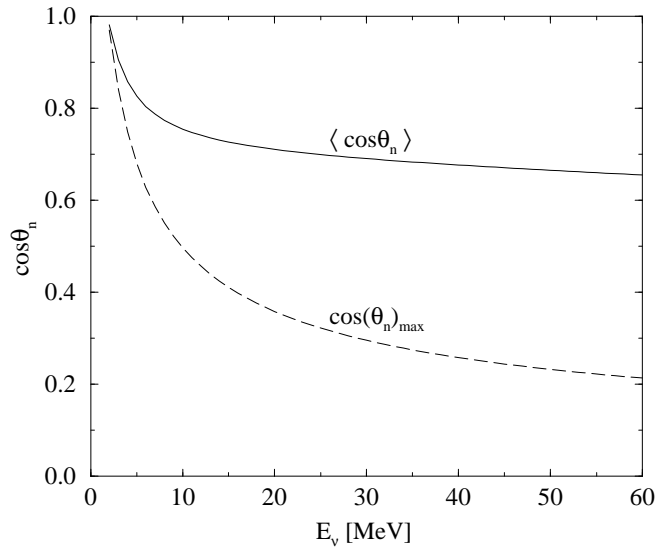


Рис. 3: Средний косинус угла между $\bar{\nu}_e$ и нейтроном и косинус максимального угла между ними в зависимости от энергии нейтрино. При малых энергиях нейтрон вылетает почти по направлению $\bar{\nu}$ [7].

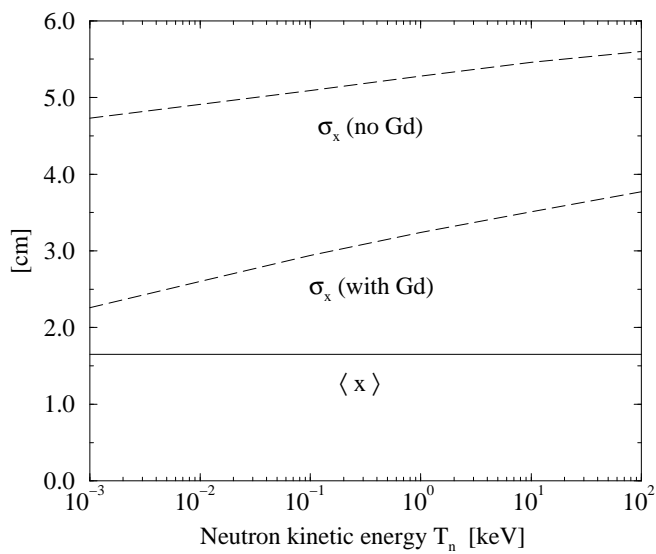


Рис. 4: Смещение (сплошная линия) и дисперсия (прерывистая линия) $\sigma_x = \sqrt{\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2}$ смещения нейтронов в зависимости от их начальной кинетической энергии (Монте-Карло). Нейтроны были смоделированы движущимися в направлении x , $\langle y \rangle = \langle z \rangle = 0$, $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z$. При моделировании использовался жидкий органический сцинтиллятор плотности $0,8 \text{ г/см}^3$ с массовой добавкой гадолиния $0,1\%$ и без неё [7].

3 Детектор Double Chooz

3.1 Описание эксперимента

В конце 90х годов после проведения ряда экспериментов были измерены многие параметры смешивания нейтрино. Однако не удалось измерить угол смешивания θ_{13} , которым параметризуются прямые осцилляции электронных антинейтрино ν_e в тау-нейтрино ν_τ , на него было поставлено лишь верхнее ограничение. Высказывались различные предложения о направлении будущих экспериментов, однако наиболее эффективной оказалась концепция двух идентичных детекторов, предложенная в работе [9]. Два жидкосцинтилляционных детектора ставятся на различном расстоянии от ядерного реактора. Благодаря тому, что детекторы одинаковы, удаётся избавиться от систематических ошибок, связанных с потоком от реактора и с конструкцией детекторов. Вокруг данной концепции эксперимента образовалась группа сторонников, которая затем объединилась в коллаборацию Double Chooz [10].

Основная цель эксперимента Double Chooz - измерение угла смешивания нейтрино θ_{13} . Для этого предполагается использовать два одинаковых детектора на разных расстояниях от ядерных реакторов. Эксперимент расположен во Франции на расстоянии 3 км от границы с Бельгией рядом с поселением Chooz (“шо”). Там находится АЭС с двумя реакторами тепловой мощностью по 4,25 ГВт. Данное место выбрано потому, что там уже проходил эксперимент Chooz [11], и можно воспользоваться существующей инфраструктурой для одного детектора. На сегодняшний день работает только один детектор (дальний). Он расположен на расстоянии 997,9 и 1114,6 метра от ядерных реакторов. Детектор находится под слоем скалы толщиной 300 м.в.э. [12].

3.2 Описание детектора

Создание детектора нейтрино - это очень сложная задача, которая отработывалась во многих экспериментах. В частности, детектор реакторных антинейтрино Chooz и прототип сверхнизкофонового детектора солнечных нейтрино Bogerino, STF, показали важность следующих факторов [9]:

- Детектор должен быть расположен достаточно глубоко, чтобы снизить поток космических мюонов, являющихся значительным источником фона.

- Фотоэлектронные умножители, стекло которых высокорadioактивно, должны быть отделены от центральной мишени детектора достаточно толстым слоем буферной жидкости, чтобы снизить фон случайных совпадений.

Система детектора Double Chooz включает в себя основной детектор, внешнее вето и инструменты для калибровок. Основной детектор состоит из четырёх вложенных областей:

Мишень детектора представляет собой $10,32 \text{ м}^3$ жидкого сцинтиллятора с добавкой 1 г/л гадолиния для повышения эффективности захвата нейтронов. Сцинтиллятор состоит из смеси РХЕ (phenylxylethan, $\text{C}_{16}\text{H}_{18}$) и додекана ($\text{C}_{12}\text{H}_{26}$) в объемном отношении 20:80. Число свободных протонов в мишени равно $6,79 \cdot 10^{29}$. Сцинтиллятор был выбран для обеспечения низкой радиоактивности и долговременной химической устойчивости. Мишень находится в цилиндрической акриловой ёмкости (прозрачной в оптическом и ультрафиолетовом диапазоне) высотой $2,46 \text{ м}$ и диаметром $2,30 \text{ м}$ (здесь и далее измерения приводятся с внутренней стороны ёмкости). Толщина акриловой ёмкости 8 мм . Вес мишени составляет 350 кг [10].

Поглотитель гамма-квантов состоит из $22,6 \text{ м}^3$ сцинтиллятора, аналогичного содержащемуся в мишени, но без добавки гадолиния. Он содержится в акриловой ёмкости диаметром $3,39 \text{ м}$ и высотой $3,57 \text{ м}$ (внутренние измерения) и толщиной $12\text{-}15 \text{ мм}$. Масса поглотителя равна около $1,1\text{-}1,4 \text{ т}$ [10], табл. 15. Эта зона используется для регистрации гамма-квантов, покидающих мишень. Сцинтиллятор в поглотителе полностью идентичен сцинтиллятору мишени для обеспечения одинакового световыхода, и тем самым повышения однородности светосбора детектора [12].

Буферная зона состоит из $114,2 \text{ м}^3$ минерального масла массой $7,7 \text{ т}$. Толщина буферной зоны 105 см , её диаметр равен $5,52 \text{ м}$, высота $5,67 \text{ м}$ [10], табл. 15. Буферная зона служит для защиты внутренней части детектора от естественной радиоактивности фотоумножителей и окружающих горных пород [13].

Три вышеуказанные зоны составляют внутренний детектор. Он находится внутри цилиндра из нержавеющей стали толщиной 3 мм . Внутренний детектор просматривается 390 10-дюймовыми фотоэлектронными умножителями (ФЭУ). Общий световыход сцинтиллятора составляет около 200 фотоэлектронов/МэВ [13].

Внутреннее вето толщиной 50 см залито сцинтиллятором и просматривается 78 8-дюймовыми ФЭУ. Диаметр внутреннего вето $6,59 \text{ м}$, высота $6,64 \pm 0,1 \text{ м}$, его объём равен 90 м^3 . Внутреннее вето служит

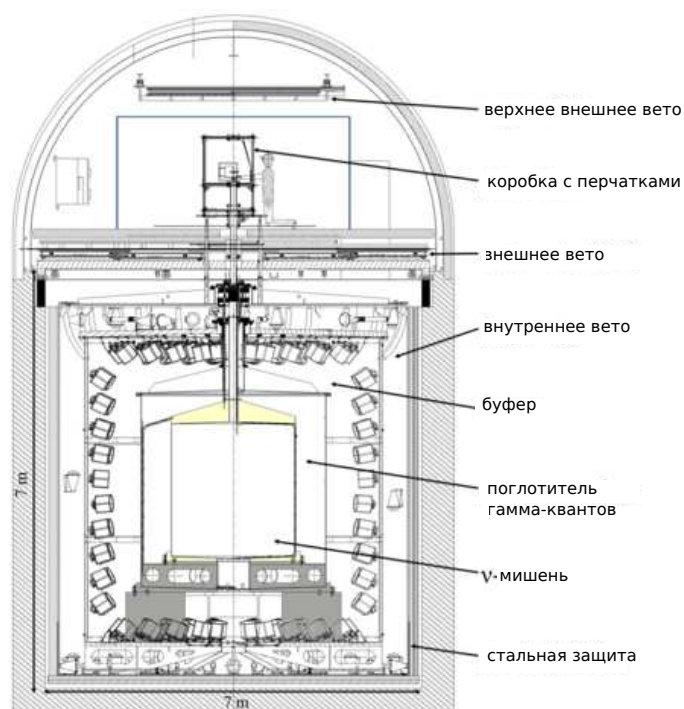


Рис. 5: Детектор Double Chooz [13].

для подавления фона космических мюонов и нейтронов из окружающих пород [13].

Детектор помещён в цилиндре толщиной 15 см из размагниченной стали для подавления внешних гамма-квантов. На основном детекторе установлено внешнее вето (рис. 5), которое дополнительно повышает эффективность регистрации мюонов. Оно представляет собой проволочные пропорциональные счетчики, наполненные газом [10]. Внешнее вето не используется в данном анализе [13].

Подробное описание детектора дано в работах [10], [13], [12].

3.3 Система электроники

Данные электроники детектора записываются, когда сигнал превышает определённое пороговое значение. ФЭУ внутреннего детектора распределены на 2 группы по 195 фотоумножителей, равномерно распределенных по объёму. Сигналы внутри каждой группы суммируются, а также суммируются сигналы фотоумножителей во внутреннем вето. Если любая из этих трёх сумм превышает определённый порог, то сра-

батывает триггер и происходит запись данных с системы электроники FADC (Flash Analog to Digital Converter). В эксперименте используются аналогово-цифровые преобразователи FADC с частотой 500 МГц, с модифицированным для нужд эксперимента программным обеспечением и не имеющие мёртвого времени. После каждого триггера записывается 256 нс данных из внутреннего детектора и внутреннего вето. Частота триггеров небольшая (120 Гц), поэтому возможно установить порог срабатывания внутреннего детектора 350 кэВ. Поскольку минимальное энерговыделение от позитрона из реакции обратного бета-распада равно 1,02 МэВ, то это позволяет существенно уменьшить систематику порога триггера [13].

3.4 Калибровки и стабильность детектора

В эксперименте используется несколько методов калибровки:

- *Светодиодная система (LED)* со многими длинами волны создаёт быстрые световые сигналы, освещая фотоумножители из фиксированных точек. LED работает в ежедневном режиме.
- *Радиоизотопы* ^{137}Cs , ^{68}Ge , ^{60}Co , и ^{252}Cf вводились в мишень детектора вдоль вертикальной оси симметрии. Затем вдоль фиксированной петли они перемещались внутри гамма-поглотителя, проходя вблизи границ мишени и буферной зоны.
- *Захваты нейтронов* на водороде и гадолинии и *естественная радиоактивность* сцинтиллятора.

Стабильность энергетического пика от захватов нейтронов на гадолинии для кандидатов на реакцию обратного бета-распада показана на рис. 6. Измерение детектором энергии оказалось стабильным в пределах 1% в течение всего времени обработки данных.

3.5 Моделирование детектора методом Монте-Карло

Результаты моделирования методом Монте-Карло в эксперименте Double Choos используются в двух целях:

- *Конструирование детектора.* На этапе разработки детектора проводилось моделирование с целью оптимизации конструкции.
- *Анализ данных.* Реальные физические эффекты проверяются на смоделированных данных.

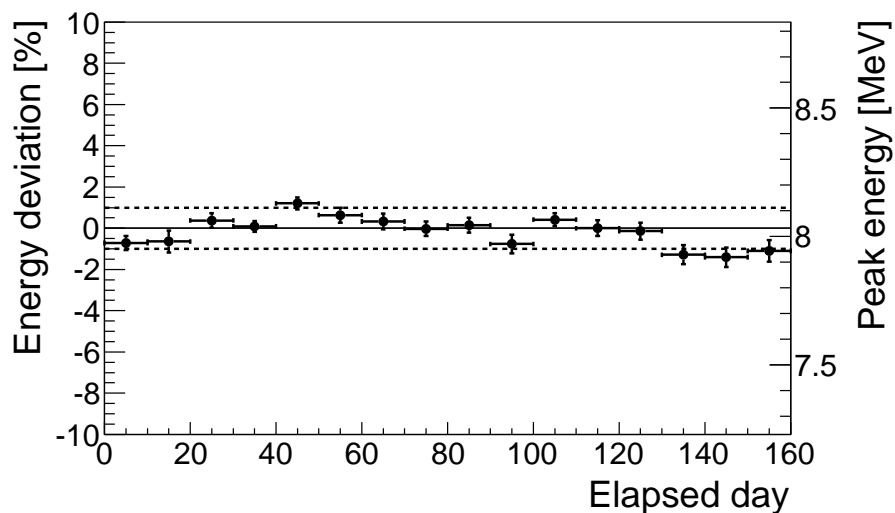


Рис. 6: Стабильность энергетической шкалы Double Chooz. Измерялась энергия пика захвата нейтронов (кандидатов на продукты реакции обратного бета-распада) на ядрах Gd [13]. По горизонтальной оси - календарный день с начала обработки данных, по вертикальной оси слева - отклонение измеренной энергии от среднего значения в процентах, справа - энергия в МэВ.

Программное обеспечение для моделирования Монте-Карло в эксперименте базируется на пакете Geant4 [14]. Оно используется для моделирования отклика детектора. В Монте-Карло заложены параметры квантинга, поглощения, переизлучения, преломления для жидкостей детектора, определённые из лабораторных измерений [13].

4 Регистрация продуктов реакции

4.1 Регистрация антинейтрино в детекторе

Антинейтрино в детекторе Double Chooz регистрируются по реакции обратного бета-распада методом задержанных совпадений [15]. Первое событие вызывается позитроном, который производит свет в основном за счет ионизации сцинтиллятора, также вносят вклад излучения Вавилова-Черенкова и тормозное. Кроме того, в большом объеме сцинтиллятора происходит полное поглощение гамма-квантов от аннигиляции позитрона и производится дополнительный свет, увеличивающий регистрируемую энергию позитрона на 1,022 МэВ. Второе событие вызывается поглощением нейтрона от реакции ОБР водородом или гадолинием, при этом испускается преимущественно один гамма-квант с энергией 2,2 МэВ при захвате водородом или несколько гамма-квантов с суммарной энергией около 8 МэВ в случае гадолиния. Поскольку два события разделены очень небольшим временем, а выделяемые нейтроном и позитроном энергии также приблизительно известны, то для отбора кандидатов на антинейтринные события становится возможным применять метод задержанных совпадений.

Для отбора кандидатов на реакцию ОБР используются следующие критерии. Прежде всего, отбрасываются все события, следующие в течение 1000 мкс после прохода космического мюона через внутреннее вето или внутренний детектор (см. часть 3). Это позволяет снизить фон космического излучения и порождённых им нейтронов. Частота таких мюонов равна 46 с^{-1} [13]. Далее требуется удовлетворение пяти критериям:

1. *Не световой шум.* Некоторые ФЭУ могут спонтанно вспыхивать, испуская свет, локализованный около нескольких фотоумножителей и продолжительный по времени. Для кандидатов на ОБР требуется, чтобы а) $Q_{max}/Q_{tot} < 0,09$ (0,06) для энергии первого (второго) событий, где Q_{max} - максимальный заряд, собранный одним ФЭУ, и б) $\text{rms}(t_{start}) < 40$ нс, где rms - это среднее квадратичное отклонение времён отклика каждого ФЭУ от времени первого импульса.
2. *Энергия первого события* $0,7 \text{ МэВ} < E_{prompt} < 12,2 \text{ МэВ}$.
3. *Энергия второго события* $6,0 \text{ МэВ} < E_{delay} < 12,0 \text{ МэВ}$.
4. *Время между событиями* $2 \text{ мкс} < t_{pn} < 100 \text{ мкс}$. Нижнее ограничение нужно, чтобы убрать коррелированный шум, а верхний предел связан со временем захвата нейтрона гадолинием (~ 30 мкс).

5. *Кратность событий.* Для снижения уровня коррелированного фона требуем, чтобы во временном промежутке от 100 мкс перед первым событием до 400 мкс после него не было других триггеров.

Для 96,8 дней данных, обработанных в работе [13], методом задержанных совпадений получен 4121 кандидат на реакцию обратного бета-распада. Кандидаты равномерно распределены в объёме детектора. Это даёт скорость счёта для реакции ОБР 42.6 ± 0.7 событий/день. Фон данного метода был оценён в работе [13] как $3,46 \pm 1,26$ событий/день, в дальнейшем мы им пренебрегаем.

4.2 Позитрон

В реакции обратного бета-распада 1 по кинематическим соображениям (см. раздел 2) позитрон рождается с энергией, очень близкой к энергии исходного антинейтрино (за вычетом $m_n - m_p$). Программа симуляции детектора методом Монте-Карло даёт начальное распределение энергии позитрона для антинейтрино от реакторов, изображенное на рис. 7. Реальные данные для позитронов и нейтронов показаны на рис. 18.

Затем в течение очень небольшого времени (порядка нескольких наносекунд, рис. 8) позитрон отдаёт свою энергию и аннигилирует с электроном вещества. При аннигиляции рождаются гамма-кванты с общей энергией 1,022 МэВ, энерговыделение которых регистрируется ФЭУ и системой электроники детектора.

В среднем позитрон смещается на очень небольшое расстояние относительно точки рождения, менее 1 см (рис. 9). Однако алгоритм пространственной реконструкции событий в детекторе восстанавливает позицию позитрона с точностью около 16 см (рис. 10).

Но даже если бы пространственная реконструкция позволяла точнее восстановить координаты точки аннигиляции, восстановить направление на источник антинейтрино по смещению позитрона было бы невозможно: по кинематическим причинам позитроны в реакции 1 рождаются с практически изотропно распределёнными импульсами относительно направления движения начального $\bar{\nu}_e$ (рис. 11).

Подробнее с взаимодействием позитронов в среде и их регистрацией в сцинтилляционном детекторе можно ознакомиться в работах [16], [17].

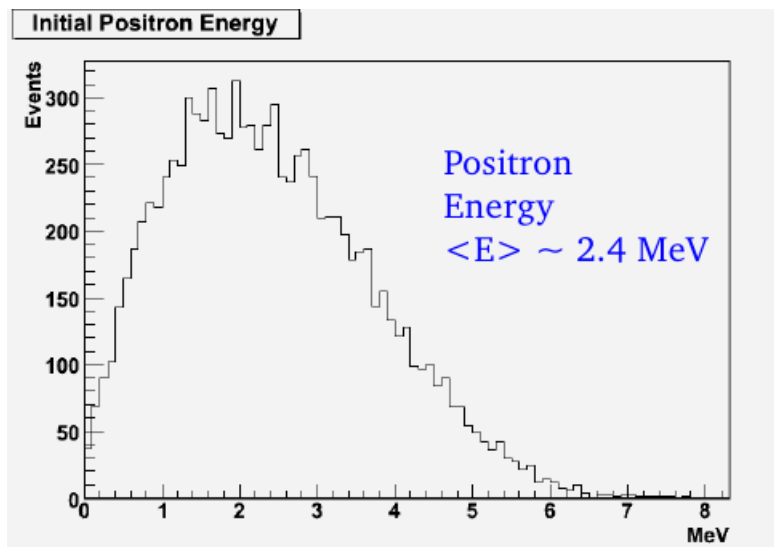


Рис. 7: Начальная энергия позитрона, Монте-Карло, [18].

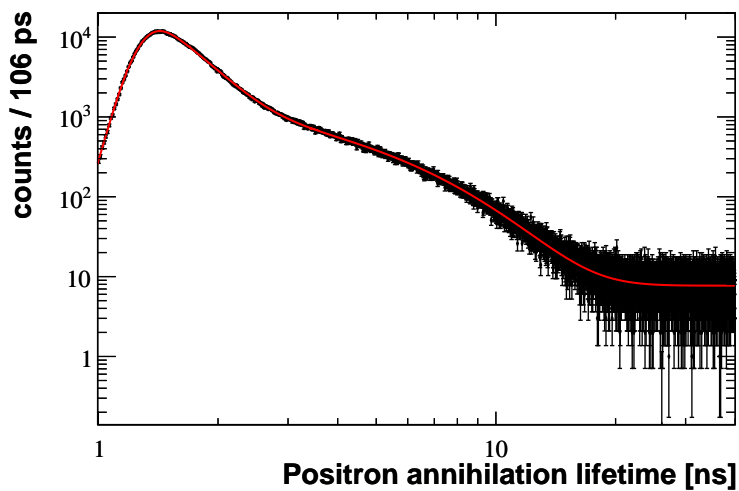


Рис. 8: Выделение энергии позитроном по времени, для образца сцинтиллятора РХЕ, [16].

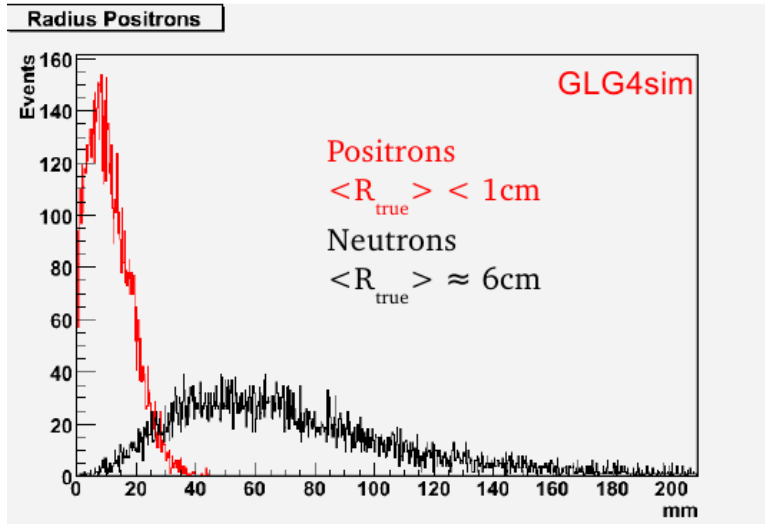


Рис. 9: Смещение позитрона и нейтрона относительно точки рождения, Монте-Карло, [18].

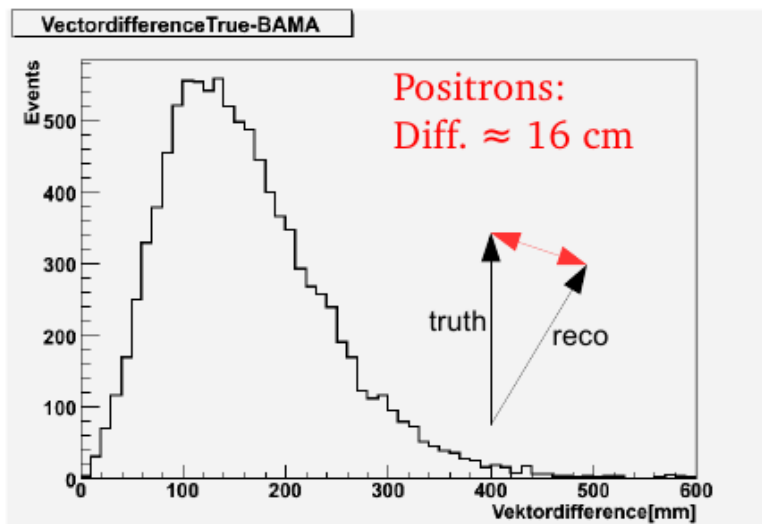


Рис. 10: Смещение реконструированных координат относительно истинных Монте-Карло координат рождения позитрона, [18].

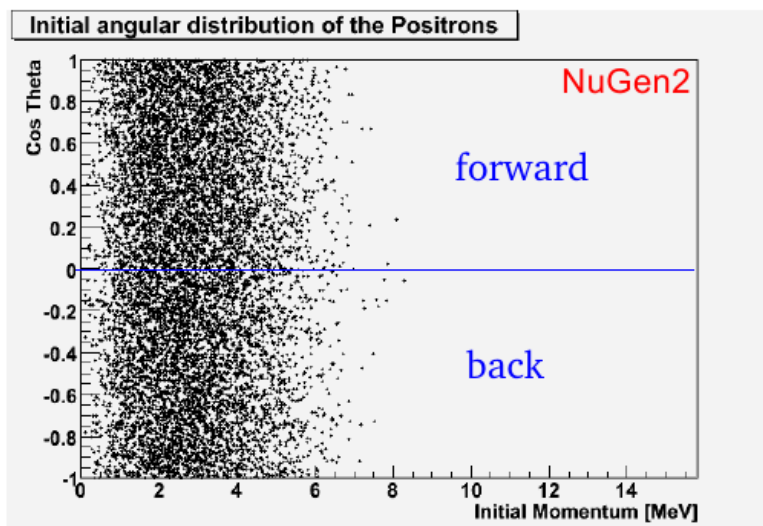


Рис. 11: Распределение рожденных позитронов по импульсам и углам, Монте-Карло, [18].

4.3 Нейтрон

Антинейтрино передаёт нейтрону значительную часть своего импульса и очень малую долю энергии. Нейтроны в реакции 1 рождаются с энергией порядка 15 кэВ (рис. 12). Импульсы рожденных нейтронов, смоделированные методом Монте-Карло, построены на рис. 13.

В силу кинематики (раздел 2.2) нейтрон вылетает только в направлении вперёд по отношению к движению исходного антинейтрино. На графике 14 показано распределение родившихся в реакции обратного бета-распада нейтронов по импульсу и по углу к направлению движения антинейтрино.

Образованные нейтроны отдают энергию среде в процессе замедления. При каждом соударении с ядром среды нейтрон рассеивается в среднем на угол $\langle \cos \theta_n \rangle = \frac{2}{3A}$, где A - массовое число ядра. Для водорода это значение равно 0,667, а для углерода 0,056. Поскольку сечение рассеяния на водороде больше, чем на углероде [11], то в целом нейтрон сохраняет направление своего движения. В процессе замедления нейтрон испытывает порядка 10-20 столкновений (см. рис. 15). Это происходит в течение времени порядка 10 мкс (рис. 16). В процессе замедления при каждом соударении нейтрон теряет часть энергии. Число столкновений в данном режиме имеет нормальное распределение со средним значением 15 и шириной $1\sigma = 5$ (рис. 15) [19]. С уменьшением энергии сечение взаимодействия нейтрона со средой быстро растёт, поэтому процесс замедления проходит достаточно быстро. Время замедления подчиняется распределению Гаусса со средним значением 4 мкс и $\sigma = 5$ мкс [19]. За это время нейтрон смещается в среднем на расстояние порядка 1,7 см вдоль оси первоначального движения (рис. 17).

После замедления нейтрон диффундирует в среде. При каждом столкновении у нейтрона есть определенная вероятность захватиться ядром гадолиния, водорода или углерода. Число соударений распределено экспоненциально, после 12 столкновений с ядрами среды число нейтронов уменьшается в e раз (рис. 15). Время жизни нейтрона в среде также распределено по экспоненциальному закону с характерным временем 25 мкс (рис. 16) [19].

В процессе диффузии нейтроны движутся изотропно, и в среднем они не испытывают группового смещения относительно точки, в которую они сдвинулись во время замедления. На рис. 17 построено среднее смещение нейтронов, которые были смоделированы с импульсами вдоль оси u .

После захвата нейтрона средой выделившаяся энергия регистрируется электроникой детектора. На рис. 18 показано распределение энергии позитрона и энергии, выделившейся при захвате нейтрона, для предва-

рительных данных детектора Double Chooz.

Среднее расстояние, на которое смещаются нейтроны от момента рождения до поглощения в сцинтилляторе, около 6 см (рис. 19). Алгоритм пространственной реконструкции восстанавливает координаты нейтрона с дисперсией порядка 22 см (рис. 19).

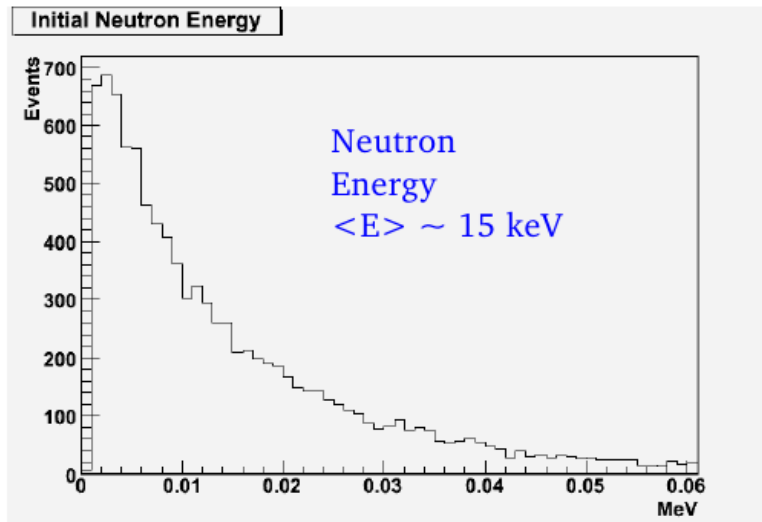


Рис. 12: Энергия рожденных нейтронов, Монте-Карло, [18].

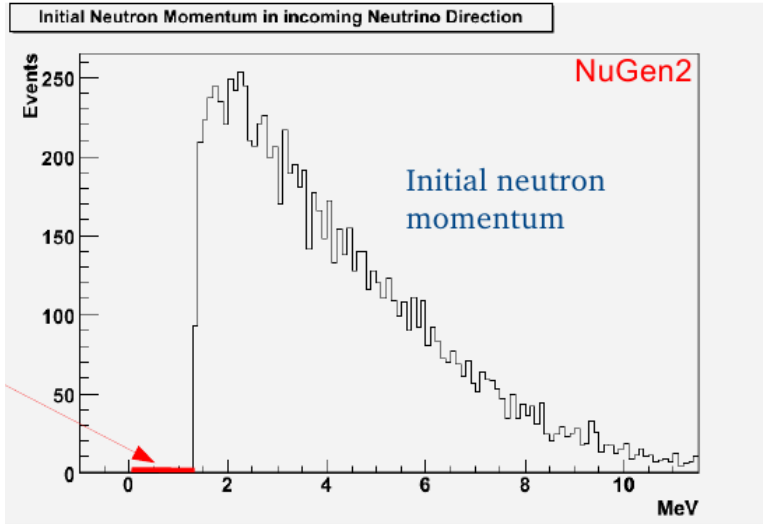


Рис. 13: Импульс рожденных нейтронов, Монте-Карло [18]. Резкая ступенька при низких энергиях связана с пороговым характером реакции 1.

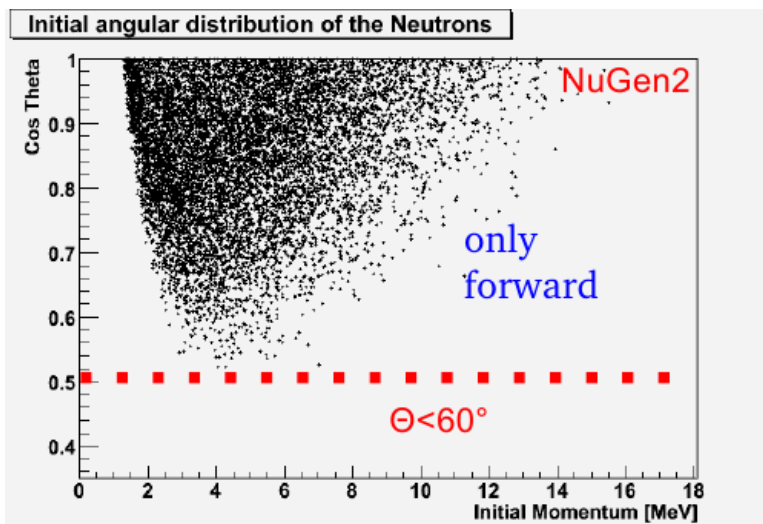


Рис. 14: Угловое распределение родившихся нейтронов в зависимости от импульса (Монте-Карло) [18]. Из графика видно, что все нейтроны вылетают под острым углом к направлению начального антинейтрино.

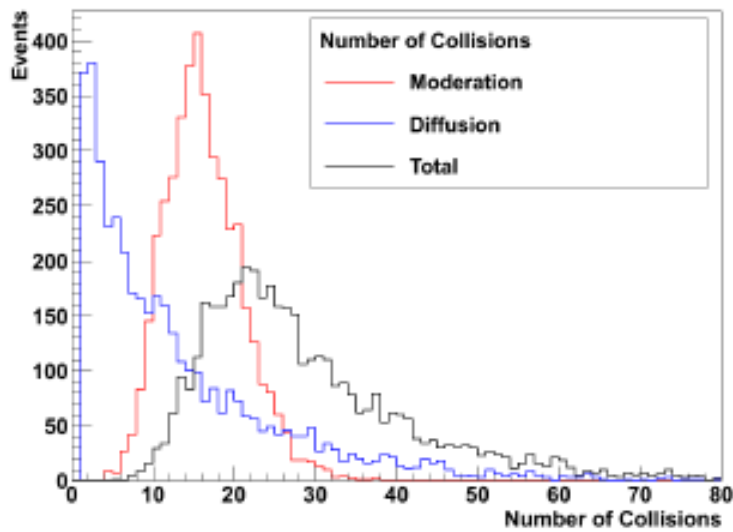


Рис. 15: Число соударений нейтрона с ядрами среды во время термализации (красная линия), диффузии (синяя линия) и полное число столкновений от рождения нейтрона до поглощения в детекторе (черная линия), Монте-Карло [18]. Параметры распределений см. в тексте.

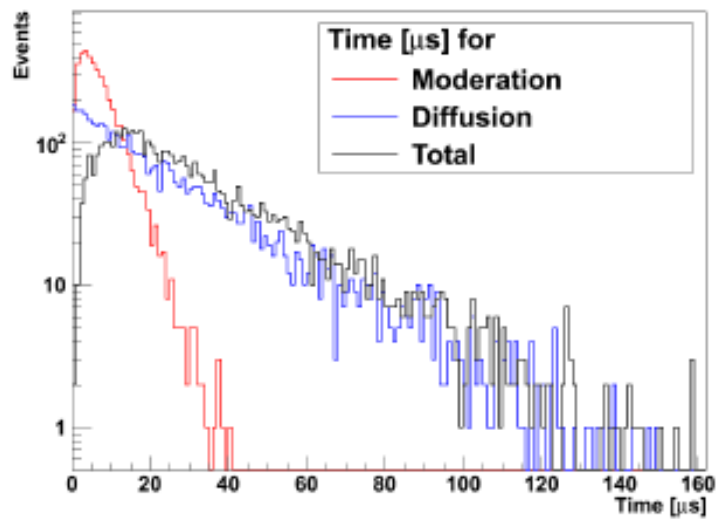


Рис. 16: Время термализации нейтрона (красная линия), диффузии (синяя линия) и полное время от рождения нейтрона до поглощения в среде (черная линия), Монте-Карло [18]. Параметры распределений см. в тексте.

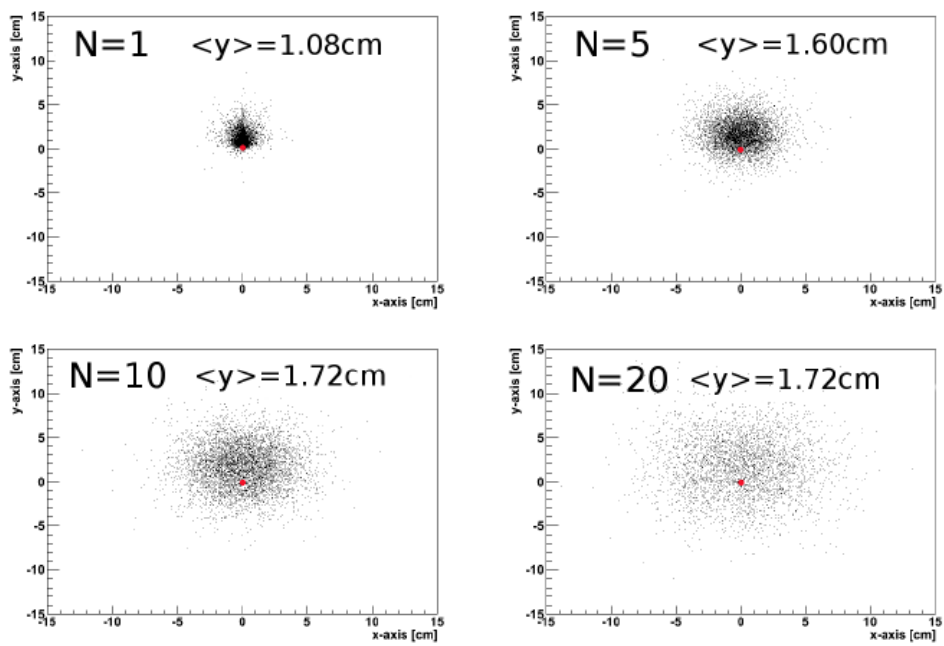


Рис. 17: Пространственное смещение нейтронов в зависимости от числа соударений с ядрами среды, Монте-Карло [18].

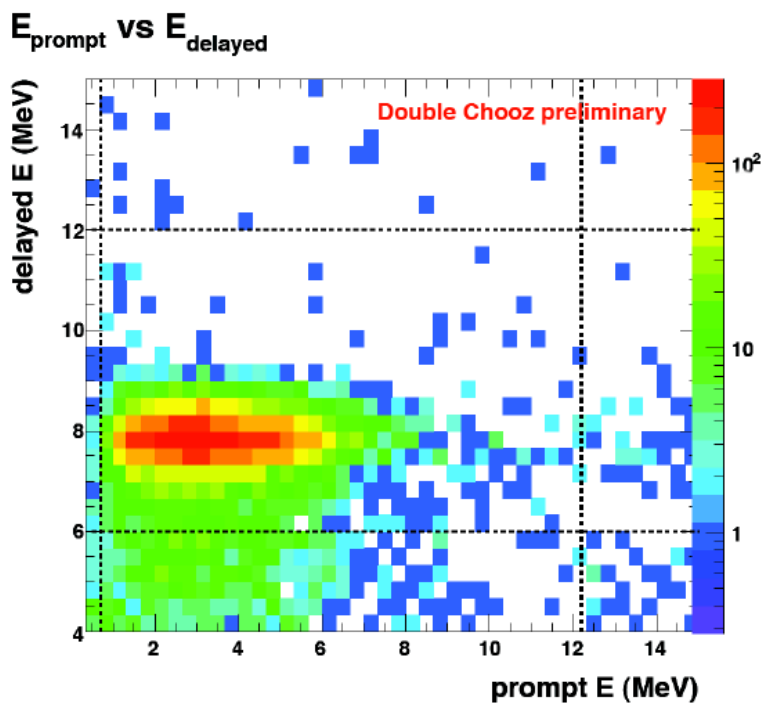


Рис. 18: Зарегистрированная в детекторе энергия позитронов (по горизонтальной оси) и нейтронов (по вертикальной оси), предварительные экспериментальные данные Double Chooz [20].

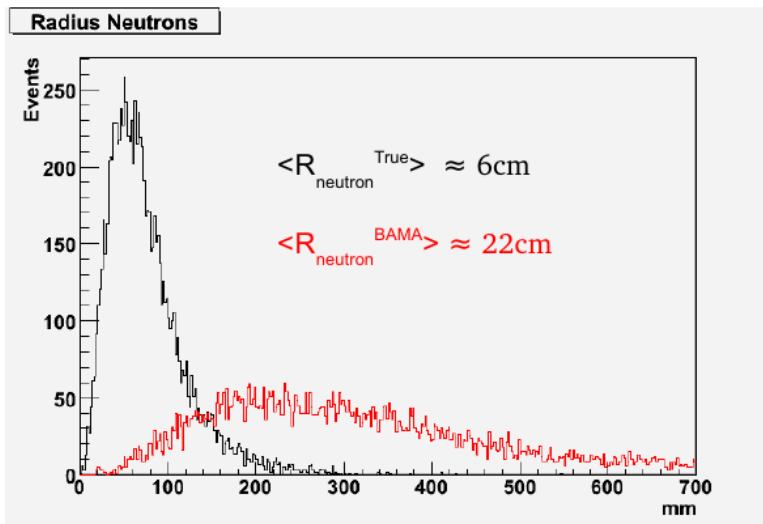


Рис. 19: Смещение нейтрона в результате диффузии (черная линия) и после реконструкции позиции в детекторе (красная линия) (Монте-Карло, [18]). Значительный вклад в дисперсию нейтронов вносит пространственное разрешение детектора.

5 Статистическое определение направления на источник антинейтрино по относительным смещениям позитронов и нейтронов

5.1 Описание метода

Поскольку процесс испускания позитрона и нейтрона в реакции бета-распада носит вероятностный характер, и поскольку пространственное разрешение детектора довольно низкое, то восстановить направление на источник антинейтрино по нескольким событиям с удовлетворительной точностью практически невозможно. Однако если взять большой набор событий, то, поскольку с большей вероятностью нейтроны вылетают по направлению движения исходного антинейтрино, это позволяет оценить направление на источник $\bar{\nu}$.

Для этого алгоритмами пространственной реконструкции необходимо для каждого антинейтринного события вычислить \vec{r}_{en} - вектор смещения восстановленной позиции нейтрона относительно восстановленной позиции позитрона. Тогда направление движения антинейтрино дается как **среднее смещение**

$$\vec{R} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \vec{r}_{en}^i, \quad (11)$$

где N - число зарегистрированных событий.

Из уравнения 11 в силу определения дисперсии $\sigma^2 = \int_{\mathbb{R}} (x - \langle x \rangle)^2 p(x) dx$ и линейности интеграла, находим **погрешность метода**:

$$\sigma^2(\vec{R}) = \frac{\sum_{i=1}^N \sigma^2(\vec{r}_{en}^i)}{N^2} = \frac{\sigma^2(\vec{r}_{en})}{N} \quad (12)$$

Таким образом, $\sigma(N) \sim 1/\sqrt{N}$.

5.2 Применение метода

На рис. 20 построено распределение косинусов углов $\cos \theta$ между векторами смещений \vec{r}_{en} и истинным Монте-Карло направлением на источник антинейтрино. Показано, что изначально все нейтроны рождаются в направлении импульса антинейтрино ($\langle \cos \theta \rangle = 0,854$), однако после термализации и диффузии 33% нейтронов оказываются смещены в обратном направлении ($\langle \cos \theta \rangle = 0,233$), а после восстановления координат методом пространственной реконструкции не сонаправлены изначальному

антинейтрино уже 42% нейтронных событий. Несмотря на это, среднее смещение нейтронов происходит всё-таки в направлении антинейтрино, $\langle \cos \theta \rangle = 0,074$.

Анализ данных [20] даёт следующее значение для пространственного разрешения детектора (в сантиметрах) по трём координатам:

$$(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z) = (15.98, 15.51, 15.51), \quad (13)$$

а вектор среднего смещения

$$\vec{l} = (-0.206, -1.640, 0.180). \quad (14)$$

Среднее смещение $l = \sqrt{l_x^2 + l_y^2 + l_z^2} = 1.66$ см.

На рис. 21 построено распределение косинуса угла между векторами \vec{r}_{en} и истинным направлением на реактор для предварительного анализа экспериментальных данных дальнего детектора Double Chooz.

С использованием пространственных координат от 8249 антинейтринных событий в детекторе, оказывается возможным восстановить направление на источник антинейтрино с точностью $\sigma(\theta) = 6^\circ$ (угол полурасствора конуса, в который попадает истинное направление на источник антинейтрино на уровне достоверности 1σ). Направление на источник $\bar{\nu}$ связано с направлением движения исходного антинейтрино тривиальным поворотом на 180° .

В работе [11] был проведён аналогичный анализ, который позволил установить направление на ядерный реактор в конусе с углом полурасствора $\approx 18^\circ$ на уровне достоверности 68% при анализе ~ 2700 $\bar{\nu}$ событий. Этот уровень точности связан с меньшей статистикой и более низким пространственным разрешением детектора Chooz (около 25 см, из рис. 2,3 работы [11]). Данный результат находится в отличном согласии с формулой 12, поскольку $\frac{18}{\sqrt{3.06}} \cdot \frac{15}{25} = 6.18$.

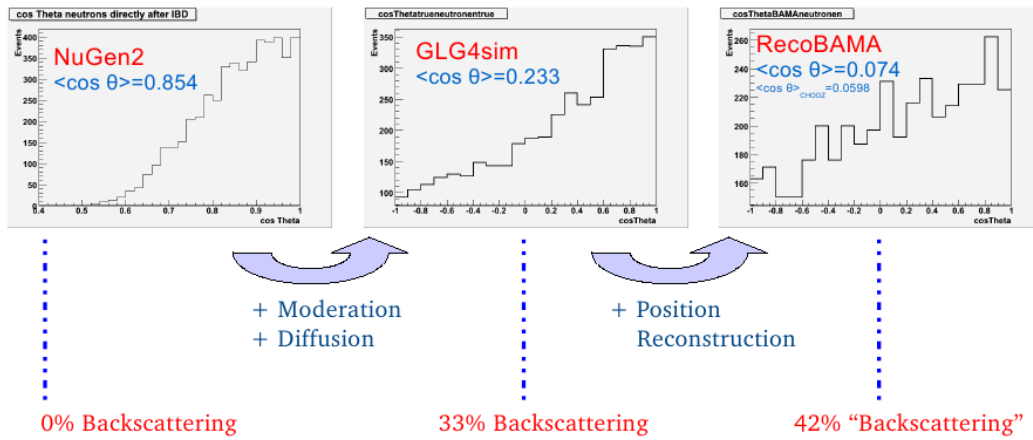


Рис. 20: Косинус угла между нейтроном и направлением на источник антинейтрино: смоделированное начальное угловое распределение нейтронов (слева), угол между смещением нейтронов относительно начальной точки и направлением от источника для истинного Монте-Карло смещения нейтронов (в середине) и для реконструированной позиции нейтронов [18].

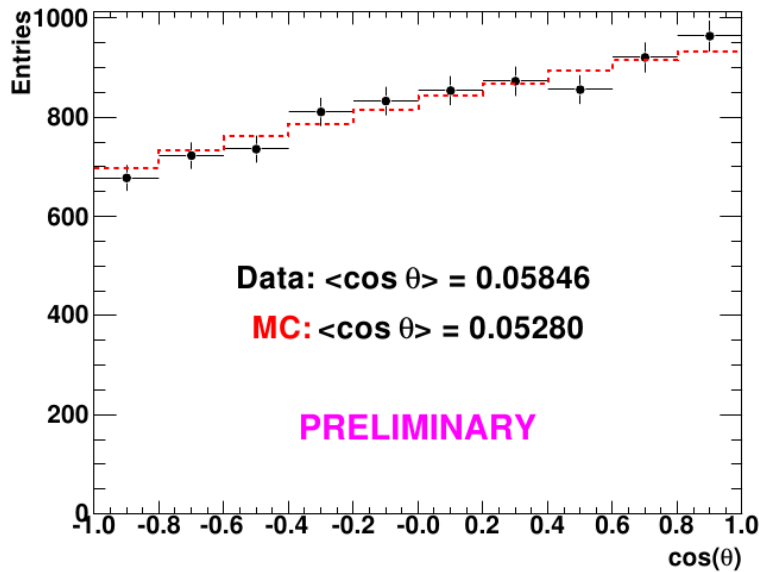


Рис. 21: Косинус угла между смещением восстановленной позиции нейтрона относительно позитрона и направлением на реактор. Предварительные экспериментальные данные Double Chooz и моделирование Монте-Карло [20]. Видно, что Монте-Карло хорошо согласуется с реальными данными.

5.3 Краткие выводы о методе

Достоинства

- Простота. Требуются только координаты нейтронов и позитронов, которые вычисляются стандартными алгоритмами пространственной реконструкции.

Недостатки

- Низкая точность. Для достижения высокой точности требуется очень высокая статистика.
- При увеличении статистики ошибка медленно падает, как $1/\sqrt{N}$ (формула 12).

Список литературы

- [1] Detection of the free neutrino // F. Reines and C. L. Cowan, Jr., 1953. Phys. Rev., vol. 92, p. 830. doi: 10.1103/PhysRev.92.830
- [2] Neutrino Geophysics at Baksan I: Possible Detection of Georeactor Antineutrinos // G. Domogatski, V. Kopeikin, L. Mikaelyan, V. Sinev Phys.Atom.Nucl.68:69-72,2005; Yad.Fiz.68:70-73,2005 doi: 10.1134/1.1858559 arXiv:hep-ph/0401221
- [3] Geoneutrinos and the Earth inner parts structure // V.V. Sinev, Preprint INR RAS, 2010 arXiv:1007.2526 [hep-ph]
- [4] Ряжская О.Г. “Нейтрино от гравитационных коллапсов звезд: современный статус эксперимента” УФН 176 1039–1050 (2006), doi: 10.3367/UFNr.0176.200610b.1039 <http://ufn.ru/ru/articles/2006/10/b/>
- [5] Can a supernova be located by its neutrinos? // J. F. Beacom, P. Vogel Phys. Rev. D 60 033007, 1999 doi: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.60.033007> <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9811350v2>
- [6] Neutrino reactions at accelerator energies // C. H. Llewellyn-Smith, Phys. Rep. 3, 261, 1972 doi: 10.1016/0370-1573(72)90010-5
- [7] The angular distribution of the reaction $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ // P. Vogel, J. F. Beacom, 1999 arXiv:hep-ph/9903554v1 Phys.Rev. D60 (1999) 053003 doi: 10.1103/PhysRevD.60.053003
- [8] Precise quasielastic neutrino/nucleon cross section // A. Strumia, F. Vissani, Phys. Lett. B 564:42-54, 2003 doi: 10.1016/S0370-2693(03)00616-6 arXiv:astro-ph/0302055
- [9] Neutrino Oscillations at Reactors: What Next? // L.A.Mikaelyan, V.V.Sinev, Phys.Atom.Nucl.63:1002-1006,2000; Yad.Fiz.63N6:1077-1081,2000 doi: 10.1134/1.855739 arXiv:hep-ex/9908047
- [10] Double Chooz: A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13} // F. Ardellier et al., Double Chooz collaboration, 2006 arXiv:hep-ex/0606025v4
- [11] Determination of neutrino incoming direction in the CHOOZ experiment and its application to Supernova explosion location by scintillator

- detectors // M. Apollonio et al., 1999 <http://lanl.arxiv.org/abs/hep-ex/9906011v1>
- [12] Проект Double Chooz. Статус реакторного эксперимента по поиску нейтринных осцилляций // В. И. Копейкин, И. Н. Мачулин, Л. А. Микаэлян, В. В. Синев, М. Д. Скорохватов, С. В. Сухотин, А. В. Этенко (от имени коллаборации Double Chooz), Ядерная физика, 2009, С. 307-313 <http://144.206.159.178/ft/8304/530585/11687702.pdf>
- [13] Indication for the disappearance of reactor $\bar{\nu}_e$ in the Double Chooz experiment // Y. Abe et al., Double Chooz collaboration, 2012 arXiv:1112.6353 [hep-ex]
- [14] S. Agostinelli et al., Nucl.Instrum.Meth. in Physics Research A506, 250 (2003).
- [15] “Возможности регистрации нейтрино от сверхновой звезды детектором Борексино” гл. 2.3.1. // Никитенко Я.В., выпускная квалификационная работа магистра, ФНБИК МФТИ, 2010
- [16] Positronium signature in organic liquid scintillators for neutrino experiments // D. Franco, G. Consolati, D. Trezzi arXiv:1011.5736v3 [physics.ins-det]
- [17] Physics Reference Manual // Geant4 Collaboration, 2011 <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/BackupVersions/V9.5/fo/PhysicsReferenceManual.pdf> ; Low-energy positron interactions with atoms and molecules // C.M. Surko, G.F. Gribakin & S.J. Buckman J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 38 (2005) R57–R126 doi:10.1088/0953-4075/38/6/R01 <http://iopscience.iop.org/0953-4075/38/6/R01/> ; Passage of particles through matter // J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D86, 010001 (2012). pdg.lbl.gov
- [18] Neutrino direction reconstruction // C. Langbrandtner, Double Chooz meeting in Reimes, 2009 http://www.mpi-hd.mpg.de/personalhomes/conradin/neutrino_pointing_studies.pdf
- [19] Background, Sensitivity and Directionality Studies for the Double Chooz Experiment // C. Langbrandtner, Ph. D. Dissertation, 2011 http://www.mpi-hd.mpg.de/personalhomes/conradin/PhD_Thesis_Langbrandtner.pdf

- [20] Studying Neutrino Directionality with Double Chooz // Erica Caden, Talk at Applied Antineutrino Physics Conference, 2012
http://www.phys.hawaii.edu/~hanchano/post/AAP2012/AAP2012_EricaCaden.pdf